

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Rémy LESTIENNE

1^{re} THESE. - Etude d'interactions à haute multiplicité : les collisions
à six branches chargées de π^+ de 5 GeV/c sur l'hydrogène

2^e THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.
Introduction à l'irréversibilité - (fondements des recherches
sur l'irréversibilité temporelle) -

Soutenues le 15 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM. D'ESPAGNAT *Président.*

LEHMANN

Examineurs.

LEPRINCE-RINGUET

MULLER

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Rémy LESTIENNE

1^{re} THESE. - Etude d'interactions à haute multiplicité : les collisions
à six branches chargées de π^+ de 5 GeV/c sur l'hydrogène

2^e THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.
Introduction à l'irréversibilité - (fondements des recherches
sur l'irréversibilité temporelle) -

Soutenues le 15 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM. D'ESPAGNAT
LEHMANN
LEPRINCE-RINGUET
MULLER

Président.

Examineurs.

INTRODUCTION

En comparaison des progrès accomplis ces dernières années dans l'investigation expérimentale et l'interprétation théorique des interactions nucléaires à faible multiplicité, en particulier celles des processus à deux corps $a+b \rightarrow c+d$, notre compréhension des phénomènes à haute multiplicité est restée singulièrement limitée. Grâce au développement des techniques de chambre à bulles, cependant, nous disposons aujourd'hui des moyens nécessaires à l'accumulation d'informations précises sur ces interactions. Par la présente étude, nous apportons notre contribution à cette nécessaire collection de données. C'est dire que notre travail ne cherche pas à infirmer ou à confirmer une théorie qui reste à faire, mais plutôt à apporter des éléments pour sa construction.

Il apparaît cependant déjà que la complexité des phénomènes à haute multiplicité est telle que la meilleure approche doit être de nature statistique. C'est pourquoi il nous a semblé intéressant de consacrer la première partie de notre exposé à des rappels sur le plus simple et le plus général des modèles statistiques, nous voulons dire le modèle de FERMI. Ce sera pour nous l'occasion de passer en revue les succès et les difficultés-souvent révélatrices pour la compréhension des phénomènes nucléaires - que ce modèle a remporté jusqu'ici dans l'étude des interactions nucléaires.

Les trois dernières parties de notre exposé seront proprement consacrées à l'exposé de nos recherches expérimentales sur les collisions à six branches chargées de π^+ de 5 GeV/c sur l'hydrogène.

Les 125 000 clichés d'interactions π^+p à 5 GeV/c formant la base de notre information ont été obtenus au cours d'une exposition de la chambre anglaise de 1,52m auprès du synchrotron du CERN en Février 1965. La description des conditions expérimentales de cette expérience et de son analyse, réalisée au laboratoire de l'école Polytechnique en collaboration avec les laboratoires de Bonn, Durham, Nimègue et Turin, occupent notre seconde partie. Dans la troisième, nous abordons l'exposé de nos résultats expérimentaux : sections efficaces pour les diverses réactions possibles, étude des distributions d'impulsion des particules observées dans l'état final et comparaison avec les prédictions du modèle statistique. La dernière partie est toute entière consacrée à l'étude de la production de résonances dans les interactions étudiées. Il nous a semblé en effet qu'après l'observation d'une abondante production de résonances - en particulier de N^{*++} , de ρ^0 et de ω^- , nous pouvions chercher à utiliser celles-ci comme des outils pour l'investigation des phénomènes à haute multiplicité. Plus précisément, nous avons cherché, par l'étude détaillée de ces résonances, des indications sur le rôle des diverses forces nucléaires, à courte ou à longue portée, dans les interactions à haute multiplicité; nous nous sommes efforcés de montrer que ces résonances ne sont pas produites par échange d'un π à partir de particules incidentes, et que certaines d'entre-elles, celles dont la durée de vie est assez brève et la vitesse d'émission dans le système du centre de masse global de l'interaction suffisamment petite,

n'échappent pas au "volume d'interaction" avant leur désintégration.

Note : Au cours de ces exposés, nous emploierons le mot "ajustement" dans le sens restrictif suivant : il s'agit de l'ajustement d'un ou plusieurs paramètres (définissant éventuellement une fonction continue) par la méthode des moindres carrés. A moins que le contraire ne soit explicitement indiqué, nous sous-entendrons en outre que la probabilité de χ^2 obtenue au cours de cette procédure est raisonnable (de l'ordre ou supérieur à quelques pour cent). Dans ce sens, le mot ajustement correspond très exactement au mot "fit" en vigueur dans la terminologie scientifique des anglo-saxons.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549022_0054

PREMIERE PARTIE

LE DEVELOPPEMENT DE L'ANALYSE DES INTERACTIONS A HAUTE

MULTIPLICITE : RESULTATS ACQUIS ET QUESTIONS OUVERTES.

1.1 INTRODUCTION

Avant l'apparition des grands accélérateurs, les seules informations que nous possédions sur les interactions à haute multiplicité étaient obtenues par l'étude des interactions sur nucléon des rayons cosmiques⁽¹⁰¹⁾. Mais la statistique que l'on peut réunir dans ce domaine est limitée; de plus elle concerne des types d'interactions très divers, tant du point de vue de l'énergie incidente que de la nature des particules participant à la collision (cibles complexes). Les modèles théoriques auxquels BHABHA⁽¹⁰²⁾, FERMI⁽¹⁰³⁾, HEISENBERG⁽¹⁰⁴⁾, LANDAU⁽¹⁰⁵⁾, LEWIS, OPPENHEIMER, WHOUTHUYZEN⁽¹⁰⁶⁾ et beaucoup d'autres ont attaché leur nom, malgré

101)- Pour une revue de la situation expérimentale dans le domaine cosmique, voir par exemple D.H. PERKINS, Prog. in Elementary Particle and Cosmic Ray Phys. 257-363 (1960) et C.F. POWELL, P.H. FOWLER et D.H. PERKINS, The Study of Elementary Particles by the Photographic Method, 519-76 (Pergamon Press, 1959)

102) H.T. BHABHA, Proc. Roy. Soc. A 152, 559 (1953)

103) E. FERMI, Prog. Theoret. Phys. (Kyoto) 5, 570-83 (1950) et Elementary Particles 79-87, Yale Univ. Press, (1951)

104) W. HEISENBERG, Z. Phys. 133, 65 (1952)

105) L.D. LANDAU, Izvest. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 17 51-64 (1953; voir aussi Z. KOBA, Progress of Theor. Phys. 17, 288 (1957)

106) H.W. LEWIS, J.R. OPPENHEIMER, et S.A. WOUTHUYZEN

des succès partiels, se sont révélés incapables de rendre compte de l'ensemble de la situation expérimentale dans sa diversité. Aussi nous semble-t-il important, pour la compréhension des phénomènes à haute multiplicité, de concentrer nos efforts sur l'étude des interactions à relativement basse énergie, telles que , l'énergie disponible (dans le centre de masse de l'interaction) par pion créé, E/n , reste de l'ordre de grandeur de la masse d'un $\pi^{(107)}$. En nous limitant à ces énergies, nous pouvons espérer mieux dégager les aspects statistiques et thermodynamiques des processus étudiés (l'énergie incidente limitée étant supposée se répartir plus aisément dans l'ensemble du volume excité). Dans ce domaine d'énergie l'avènement des grands accélérateurs et le perfectionnement des techniques de chambre à bulles nous permet à l'heure actuelle de réunir une importante statistique d'événements.

Phys Rev 73, 127-40 (1948)

107)- Si l'on considère qu'il faut se garder des énergies trop voisines des seuils (où les effets cinématiques risquent d'être par trop contraignants), une énergie incidente de ~ 5 GeV est une situation favorable pour l'étude des interactions πN (voir fig 31 a).

Pour l'interprétation des données, nous devons porter essentiellement notre attention sur le modèle de FERMI⁽¹⁰³⁾ et sur les raffinements immédiats⁽¹⁰⁸⁾, parce que ces modèles ne font aucune supposition particulière quant aux interactions étudiées, si ce n'est celle du caractère statistique des observations finales (éléments de la matrice de transition constants). Plus précisément, ils supposent que, du fait de la haute concentration d'énergie intervenant dans la collision, de très nombreuses transitions se produisent au sein du volume excité, si bien qu'en fin de compte un équilibre statistique est atteint, et que les divers états finaux possibles sont observés avec une fréquence voisine de leur probabilité d'exister, définie à priori (espace de phase).

En comparant les phénomènes observés au modèle de FERMI, c'est donc bien à la nature statistique des interactions que nous porterons notre attention. Comme c'est souvent le cas en statistique, le discours justificatif des définitions à priori est plus ou moins arbitraire et ne doit pas être considéré comme absolu; il se peut que des prédictions similaires puissent être obtenues à partir de prémices fort différents (cf en particulier LEWIS, OPPENHEIMER et

108)- Nous pensons ici en particulier au modèle de production non corrélée ("uncorrelated jet model") proposé par V.M. MAKSIMENKO et I.L. ROZENTAL J.E.T.P. 12, 527, (1961) et L. VAN HOVE, Review of Modern Physics, 36, 655, (1964). Voir aussi A. KRZYWICKI "talk given at the CERN meeting on high multiplicity events , April 4, 1967"; Orsay preprint TH/194.

WHOUTHUYZEN⁽¹⁰⁶⁾ .

Il résulte du modèle statistique que seule l'énergie initiale et les propriétés intrinsèques des particules incidentes et émergentes (leur masse et leurs divers nombres quantiques) influent sur les fréquences respectives des divers états finaux possibles, et non les couplages entre les champs associés aux diverses particules. Ainsi, si le modèle s'avérait rigoureusement exact, l'observation des interactions à haute multiplicité ne pourrait en aucune façon apporter d'information sur ces couplages.

De fait l'observation est pour de nombreux aspects en excellent accord avec le modèle statistique, non au point que toute étude des interactions à haute multiplicité pour l'investigation des couplages nucléaires paraisse vaine, mais à coup sûr suffisamment pour que ce modèle apparaisse comme point de départ nécessaire, comme schéma de base dans lequel il faudra insérer les informations nouvelles⁽¹⁰⁹⁾ .

109) - Dans ce contexte, cf les suggestions méthodologiques de A. KRZYWICKI, cité en note 108.

1.2 - LE MODELE STATISTIQUE

1.21 - Rappels sur le formalisme de la matrice S ⁽¹¹⁰⁾

Soit S l'opérateur reliant un état initial donné de deux particules A et B susceptibles d'entrer en interaction mutuelle dans l'intervalle de temps $t_i \rightarrow -\infty$ et $t_f \rightarrow +\infty$ à la superposition $|\Psi_f\rangle$ de tous les états finaux à priori possibles :

$$|\Psi_f\rangle = S |\Psi_i\rangle$$

($|\Psi_i\rangle$ et $|\Psi_f\rangle$ étant normés, S est unitaire).

Isolons d'abord le cas trivial où l'état final est identique à l'état initial (pas d'interaction) en posant:

$$S = 1 + i R \quad (b)$$

La probabilité de transition de l'état $|i\rangle$ à un état $|f\rangle$ particulier appartenant à $|\Psi_f\rangle$ est proportionnelle à $|\langle f | \Psi_f \rangle|^2 = |\langle f | S | i \rangle|^2 \equiv |S_{fi}|^2$ ou, si l'on exclue le cas où il n'y a pas d'interaction, à

110) - Les arguments donnés ici seront essentiellement qualitatifs. Pour un exposé magistral, cf par ex H. MUIRHEAD, the Physics of Elementary Particles, Pergamon Press, p.263-273 (1965).

$|R_{fi}|^2$. La section efficace pour le processus $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ est définie comme étant proportionnelle à cette probabilité de transition et inversement proportionnelle au flux des particules incidentes, soit :

$$d\sigma_{if} \neq \frac{1}{v} |R_{fi}|^2$$

où v est la vitesse relative des particules incidentes :

$$v = \frac{\sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}}{E_a E_b} \quad (d) \quad (111)$$

les indices a et b se rapportant aux particules A et B respectivement.

Souvent l'on considère non pas la section efficace conduisant à un état $|f\rangle$ particulier, mais la section efficace de production pour l'ensemble des états $|f\rangle$ indépendants ayant une propriété particulière en commun, (par exemple, le nombre de particules dans l'état final, indépendamment de leur impulsion). Soit ϕ cet ensemble :

$$d\sigma_{i\phi} \neq \frac{1}{v} \sum_{f \in \phi} |R_{fi}|^2 \quad (e)$$

Si nous négligeons les interactions électromagnétiques et les intégrations faibles pour ne considérer que les interactions fortes, la matrice R devra satisfaire aux lois de conservation : i) de l'impulsion-énergie, ii) du

111) - Cette expression de v est valable dans n'importe quel système de référence.

moment angulaire total, iii) du spin isotopique, iv) de la charge électrique, v) du nombre baryonique, vi) de l'étrangeté, VII) de la parité.

Il est d'usage d'isoler la première condition en posant :

$$R_{fi} = \delta^4(p_i - p_f) M_{fi} \quad (f)$$

Par contre, étant donné que l'état initial et l'état final sont généralement donnés dans une représentation de l'espace des moments, on est bien obligé d'abandonner la condition de conservation du moment angulaire total⁽¹¹²⁾. Les équations (d)-(f) donnent alors :

$$d\Omega_\phi \neq \frac{E_a E_b}{\sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} \sum_{f \in \phi} \delta^4(p_i - p_f) |M_{fi}|^2 \quad (g)$$

Pour que la section efficace ainsi définie soit invariante par transformation de Lorentz, il faut que M_{fi} soit de la forme :

$$M_{fi} = \left\{ \frac{m_a m_b \tau_1^n m_n}{E_a E_b \tau_1^n E_n} \right\}^{1/2} M'_{fi} \quad (h)$$

où les indices 1 à n se rapportent aux particules dans l'état final. A la limite non relativiste, on a $M_{fi} \simeq M'_{fi}$; la matrice M'_{fi} ainsi définie ne doit plus contenir que des quantités invariantes par transformation de Lorentz.

112)- D'autres théories définissent au contraire l'état initial par les nombres quantiques $|J, J_z\rangle$ et retiennent la conservation du moment angulaire total, mais négligent la conservation de l'impulsion (cf. R.F. Cook et J. Lepore, Phys Rev 120, 1028-40 (1960); Z. Koba, Nuovo Cimento 10 18, 608-12 - (1969)).

1.22- L'hypothèse statistique de FERMI

FERMI⁽¹⁰³⁾ suppose essentiellement

$$|M'_{fi}|^2 \neq (2\pi\hbar)^{-3(n-1)} \Omega^{(n-1)},$$

où Ω a les dimensions d'un volume qui est indépendant des moments individuels des particules dans l'état final, mais peut éventuellement dépendre de l'énergie totale E des particules incidentes dans le centre de masse de l'interaction. Dans ces conditions, les équations (g) - (i) donnent pour expression de la section efficace de production de n particules, indépendamment de leurs impulsions respectives :

$$d\sigma_{i\varphi} \neq \left(\frac{\Omega}{V}\right)^{(n-1)} \left(\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\right)^{(n-1)} \rho(E, \vec{p}_1, m_1, m_2, \dots, m_n) \quad (i)$$

où

$$\rho(E, \vec{p}_i, m_1, m_2, \dots, m_n) \equiv \int \frac{d^3\vec{p}_1 \dots d^3\vec{p}_n}{E_1 \dots E_n} \delta^3(\vec{p}_i - \sum_1^n \vec{p}_n) \delta(E_i - \sum_1^n E_n) \quad (j)$$

est souvent désigné dans la suite de cette étude comme "l'espace de phase statistique".

L'interprétation des formules (i), (j) est la suivante⁽¹¹³⁾ : "pour un observateur lié au système du centre de masse, les deux particules incidentes ont la forme de sphères aplaties sous l'effet de la contraction de Lorentz. A l'instant de la collision les deux particules s'interpénètrent mutuellement, et l'énergie totale E du système est concentrée dans une petite portion d'espace Ω . Par suite d'interactions fortes, le système subit une succession rapide de transitions, des particules de genres divers sont créées et

113)- Nous citons ici M. KRETZCHMAR, in : Annual Review of Nuclear Science, 11, 5 (1961).

annihilées, et, pourvu que l'énergie totale ne soit pas trop petite, le nombre d'états finaux possibles sera important et chacun d'eux pourra être atteint de multiples manières. Cette circonstance suggère qu'une sorte d'équilibre statistique sera atteint, de telle façon que chacun des états finaux accessibles par interactions fortes à partir de l'état initial donné interviendra avec une fréquence proche de sa probabilité "à priori". Pour être plus précis, le système atteint un état pour lequel tout se passe comme si les n particules finales pouvaient être considérées comme un gaz de particules libres enfermé dans un grand volume de normalisation V ; c'est à dire que la section efficace pour chaque état final doit être d'abord proportionnelle à $(\Omega / V)^{n-1}$ probabilité "à priori" pour que les n particules se trouvent simultanément dans la portion de volume Ω (114), ensuite la section efficace doit être proportionnelle au nombre d'états quantiques distincts accessibles dans l'espace des moments pour un ensemble de n particules enfermées dans le volume V , soit :

$$\left(\frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \right)^{n-1} \rho(E, \vec{0}, m_1, \dots, m_n)$$

Comme FERMI (103) l'a fait remarquer, cette approche du problème représente en un sens l'extrême opposé de la méthode de perturbation."

114)- L'exposant $n-1$ au lieu de n indique que la position de Ω à l'intérieur de V est arbitraire et que le nombre de degrés de liberté dans l'espace des moments n'est pas $3n$ mais $3(n-1)$, à cause de la conservation de l'impulsion.

Dans cette représentation, Ω représente donc le volume "de la plus grande" des particules entrant en interaction. En pratique, l'une de ces deux particules est toujours un nucléon, entouré de son nuage mésonique. On prend donc généralement pour rayon caractéristique une longueur d'onde de Compton du π ($\sim 1,4$ F), et le volume Ω , compte tenu de la contraction de Lorentz, est de l'ordre de ⁽¹¹⁵⁾;

$$\Omega \simeq \frac{m_a}{E_a} \Omega_0 \simeq \frac{2m_a E}{E^2 + m_a^2 - m_b^2} \times \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\hbar}{m_n c} \right)^3 \quad (k)$$

La formule (j), complétée par (k), peut être raffinée pour rendre compte de la loi de conservation du spin isotopique et de la charge. Si l'état initial est un état propre du spin isotopique $|T, T_3\rangle$, on introduit dans (j) un coefficient $g_{k_1, k_2, k_3 \dots}^{(T)}$ égal au nombre d'états indépendants $|T, T_3\rangle$ que l'on peut former avec k_1 particules d'isospin 1/2, k_2 particules d'isospin 1, k_3 particules d'isospin 3/2 etc. ⁽¹¹⁶⁾ Si l'état initial n'est pas un état propre du spin isotopique, on pondérera les coefficients $g_{k_1, k_2, k_3 \dots}^{(T_i)}$ par les coefficients de CLEBSCH-GORDAN adéquats.

115)- Naturellement, il s'agit ici seulement d'une première estimation. En pratique, on peut, dans certaines limites, ajuster Ω de manière à rendre le mieux possible compte des observations expérimentales.

116)- On trouvera des tables de ces coefficients dans Suppl. au Nuovo Cimento, par V.S. BARASHENKOV et B.M. BARBASHOV, [10] 7, 19-24 (1958).

En outre, pour prendre en considération la multiplicité des états finaux possibles dans l'espace des spins, FERMI⁽¹¹⁷⁾ a proposé d'introduire un facteur $\prod_1^n (2S_n + 1)$, et, pour tenir compte de l'effet des statistiques sur les particules identiques un autre facteur $(n_\alpha ! n_\beta ! n_\gamma \dots)^{-1}$ indiquant qu'entre les particules finales, il y a des groupes de n_α , n_β , n_γ particules identiques. Au total, la formule (j) doit donc être complétée par le facteur⁽¹¹⁸⁾:

$$F(T, T_3, S_n, n_\alpha \dots) = \frac{g_{K_1, K_2, K_3 \dots}(T) \prod_1^n (2S_n + 1)}{\prod_\alpha n_\alpha !}$$

Le modèle de FERMI a déjà été souvent confronté à l'expérience. Au regard des simplifications extrêmes qui en forment la base, l'accord souvent observé peut être considéré comme un succès surprenant. A tout le moins, ce succès doit être mis à l'actif des méthodes statistiques employées et

117) - E. FERMI, Phys Rev 92, 452-53 (1953) et Phys Rev 93, 1434 (1954).

118) - En outre, on distingue parfois plusieurs valeurs de Ω selon la nature des particules finales produites (en particulier $\Omega_K < \Omega_\pi$), et selon leur multiplicité (Ω croissant avec n).

souligne la complexité des processus correspondants (cf I 1). D'un autre côté, la mise en évidence de désaccords systématiques révèlent des traits caractéristiques des interactions considérées qui sont négligés par le modèle.

La confrontation du modèle à l'expérience se fait suivant deux voies souvent disjointes :

- 1) test de la répartition en multiplicité (nombre et nature des particules émises) pour les interactions de deux particules A, B définies, à une énergie donnée.
- 2) Analyse des distributions d'impulsions des particules émises à une multiplicité donnée (cas de la présente expérience).

1.23) - Répartition en multiplicité

En pratique la répartition réelle des interactions en fonction de leur multiplicité n'est pas connue, car les particules neutres échappent à l'observation. Aussi est-ce la multiplicité en particules chargées qui est la plus souvent comparée aux prédictions du modèle de FERMI.

Dans le domaine des interactions πN , on obtient un bon accord entre les prédictions du modèle statistique et la répartition expérimentale, surtout si l'on tient compte de la formation possible de $N_{3/2\ 3/2}^*$ (fig 12a). L'introduction du $N_{3/2\ 3/2}^*$ se révèle particulièrement nécessaire dans l'interprétation des spectres de multiplicité des collisions $N N$; les annihilations $\bar{p}p$, quant à elles, conduisent à des valeurs relativement importantes du volume d'interaction ($\sim 3F$ de rayon) ⁽¹¹⁹⁾.

La répartition réelle en fonction de la multiplicité peut être calculée si l'on suppose que, à multiplicité donnée, la répartition des charges est conforme au modèle statistique ⁽¹²⁰⁾. La validité de cette supposition peut être globalement vérifiée car la somme de toutes les

119) Cf le rapport de M. KRETSCHMAR, déjà cité (113). Pour des expériences plus récentes, cf le rapport de O. CZYZEWSKI, XIII Int Conf on High Energy Physics, Sess 12 A, Berkeley (1966) et preprint CERN 66-28 (1966).

120) - K. ZALEWSKI et J.A DANYS, CERN preprint Th 747 (1967).

sections efficaces partielles calculées pour chaque configuration doit être égale à la section efficace totale qui est connue par ailleurs. Ici encore, un accord particulièrement satisfaisant a été obtenu dans les interactions

à 4,8 et 10 GeV/c (table I-1); la situation dans les processus d'annihilation est moins satisfaisante mais pourrait être améliorée par l'introduction des résonances.

1.24 - Distributions d'impulsion

Les distributions d'impulsion de l'une quelconque des particules finales et ses corrélations avec les autres particules sont données par l'espace de phase $\rho(E, \vec{O}, m_1, \dots, m_n)$. Par exemple, la distribution d'impulsion ^(scalaire) de la ième particule est

$$\begin{aligned} P(p_i) dp_i &\neq \frac{\partial}{\partial p_i} \rho(E, \vec{O}, m_1, \dots, m_n) dp_i \\ &\neq 4\pi \frac{p_i^2}{E_i} dp_i \int \left[\prod_{n \neq i} \frac{d^3 \vec{p}_n}{E_n} \right] \delta(E - \sum_n E_n) \delta(\sum_n \vec{p}_n) \end{aligned}$$

Il est à noter que l'utilisation de l'espace de phase covariant ⁽¹²¹⁾ pour le dénombrement des états quantiques possibles ne garantit pas, en soi, une meilleure description des observations que toute autre définition également possible de cet espace de phase; en particulier on a longtemps proposé d'utiliser pour espace de phase l'expression plus simple :

$$\rho'(E, \vec{O}, m_1, \dots, m_n) = \int \prod_1^n d^3 \vec{p}_n \delta(E - \sum_n E_n) \delta(\sum_n \vec{p}_n)$$

121) - Par suite de l'identité :

$$\int \left[\prod_1^n \frac{d^3 \vec{p}_n}{E_n} \right] \delta(E - \sum_n E_n) \delta(\sum_n \vec{p}_n) \equiv (2)^n \int \left[\prod_1^n d^4 q_n \delta(q_n^2 - m_n^2) \right] \delta^4(Q - \sum q_n)$$

où Q, q_n sont le quadrivecteur impulsion-énergie totale incident ($= E, \vec{O}$) et les quadrivecteurs de chacune des particules sortantes respectivement, $\rho(E, O, m_1, \dots, m_n)$ est invariant par transformation de Lorentz.

Cependant, outre que le calcul pratique de l'intégrale $\rho(E, \vec{O}, m_1 \dots m_n)$ est facilitée, par rapport à l'intégrale ci-dessus, par sa propriété d'invariance et les relations de récurrence qui en découlent⁽¹²²⁾, il semble que les observations soient mieux représentées par celle-ci qui a l'avantage de se placer d'emblée dans une optique relativiste.

Bien que les distributions d'impulsion (intégrées sur toutes les directions) des particules observées dans les interactions πN soient, dans l'ensemble, en accord satisfaisant avec les prédictions du modèle statistique, on observe cependant d'importantes déviations par rapport au modèle en ce qui concerne la répartition angulaire de ces particules; d'autre part, certaines corrélations entre les distributions des diverses particules, qui ne sont pas prévues par le modèle, ont été mises en évidence: production de résonances, effets de symétrisation des bosons. Les limites qu'elles imposent à la validité du modèle de FERMI sont discutées au chapitre suivant.

122) - P.P. SRIVASTAVA et G. SUDARSHAN, Phys Rev 110, 765 (1958)

1.3- LES LIMITES DU MODÈLE DE FERMI

1.31 -L'Élongation des distributions d'impulsion le long de l'axe des particules incidentes.

En négligeant la conservation du moment angulaire et en supposant l'équipartition de l'énergie incidente au sein du volume Ω , nous avons perdu, dans le cadre du modèle de FERMI, toute référence à la direction des particules incidentes comme axe privilégié pour la description des interactions. Effectivement, le modèle prédit une répartition isotrope (dans le système du centre de masse) de toutes les particules sortantes. Une telle prédiction, cela est bien connu, n'est pas conforme à l'expérience : il existe toujours une certaine collimation des directions d'émission des particules sortantes le long de cet axe. Dans les interactions πN , en particulier, le nucléon sortant présente toujours un angle de déflexion moyen inférieur à 90° par rapport au nucléon incident.

Pour rendre compte de cette observation, de nombreuses modifications du modèle statistique ont été proposées⁽¹¹⁹⁾. L'une des interprétations les plus simples

119) Le modèle de FERMI modifié pour tenir compte de la conservation du moment angulaire (voir note 112) prévoit bien une certaine élongation des distributions d'impulsion le long de l'axe incident, mais il semble incapable de rendre compte de l'importance de cet effet.

consiste à remarquer que les collisions ne sont pas nécessairement centrales, mais qu'elles peuvent être au contraire périphériques, les particules incidentes possédant un certain paramètre d'impact l'une par rapport à l'autre; alors une partie seulement des sphères représentant les particules s'interpénètrent dans le choc et participe réellement à l'interaction (HEISENBERG). Même si les collisions sont considérées comme intéressant globalement l'ensemble des deux particules, on peut supposer que l'énorme concentration d'énergie créée par le choc des particules incidentes ne se répartit pas uniformément, mais que la propagation "d'ondes de choc" le long de l'axe principal provoque l'élongation observée (LANDAU). De nombreux autres auteurs, s'appuyant sur l'absence, en de nombreuses collisions, de particules rapides émises à 90° de l'axe principal, ont pensé que les particules incidentes, excitées par leur collision mutuelle, avaient néanmoins le temps de se séparer avant leur désexcitation; dans de tels schémas, il existe alors non plus un, mais deux centres distincts pour l'émission des particules secondaires, animés d'une certaine vitesse relative (modèle des "boules de feu"). Aucun de ces modèles phénoménologiques, cependant, ne semble pouvoir rendre compte de l'ensemble des observations effectuées, leur domaine d'application restant limité à certains types d'interaction et à une certaine bande d'énergie.

La distinction entre collisions "centrales" et collisions "périphériques" a conduit à l'intéressante suggestion que les interactions nucléaires pouvaient être décrites pour partie, par le modèle statistique de FERMI

(collisions "centrales"), et pour partie les modèles d'échanges périphériques (formation d'un isobare $N_{3/2}^*$ à partir d'un nucléon par échange d'un pion (O.P.E) etc...), la proportion de collisions centrales et de collisions périphériques constituant un paramètre supplémentaire pour la description des interactions. Sur des base semblables, V. BEHR et CERULUS⁽¹²⁰⁾ ont obtenu une bonne description des interactions NN à 6,2 GeV/c. Nous verrons pourtant, au cours de notre analyse des interactions π^+p à 5 GeV/c, que l'élongation le long de l'axe incident de ces interactions ne peut en aucune façon être attribuée à la production périphérique (au sens de O.P.E.) de N^* .

120) - V. BEHR et F. CERULUS, Nuovo Cimento 16, 1046, (1966).

1.32- Limitation du moment transverse.

Corrélativement à l'observation de l'élongation le long de l'axe incident, les expérimentateurs ont noté que, à multiplicité donnée, le moment transverse moyen des particules sortantes ne croissait pas avec l'énergie incidente, comme le modèle de FERMI le prévoit, mais qu'il semblait limité à une valeur $\simeq 0,4$ GeV/c. La généralité de cette observation s'étend jusqu'au domaine d'énergie des rayons cosmiques. De même, à énergie donnée, le moment transverse des particules secondaires, et particulièrement celui des nucléons sortant dans les interactions πN ⁽¹²¹⁾, dépend peu de la multiplicité, et reste voisin de la précédente valeur de 0,4 GeV/c. Pour illustration la figure 13a compare la variation du moment total moyen $\overline{P}^*$ et du moment transverse moyen $\overline{P}_T$ pour les pions chargés créés dans les interactions pp de 24 GeV/c en fonction de leur multiplicité⁽¹²²⁾.

121)- Tandis que le moment transverse ~~moyen~~ des pions augmente légèrement quand la multiplicité décroît, le moment transverse des nucléons apparaît à peu près constant quelque soit la multiplicité (observation faite sur les interactions π^+p à 8 GeV/c). Cf O. CZYZEWSKI, rapport présenté à la session 12a de la 13ème Conférence Internationale de Physique des Hautes Energies, Berkeley (1966); CERN preprint 66-28.

122)- D.R.O. MORRISON, The high energy physics of strong interactions up to 30 GeV, CERN 63-1 (1963).

Notons qu'aux plus hautes multiplicités, pour lesquelles le moment transverse moyen tel qu'il est prédit par l'espace de phase statistique ne s'étend guère au dessus de 0,4 GeV/c, la limitation du moment transverse est faiblement ressentie; c'est le cas, en particulier, des interactions π^+p de 5 GeV/c à six branches (cf section 3.22).

Clairement, l'observation de la limitation du moment transverse et de l'élongation des interactions le long de l'axe incident forment un premier et sérieux obstacle à la description des interactions à haute multiplicité par le modèle de FERMI. Le problème de l'insertion de ces observations dans le formalisme général du modèle statistique se pose dans les termes suivants : comment remonter de l'observation d'une limitation du moment transverse, par exemple, au choix d'une forme explicite pour les éléments de la matrice de transition? C'est là une question d'intuition que les modèles semi-phénoménologiques dont nous avons parlé plus haut n'ont pas réellement résolue.⁽¹²³⁾

123)- cf A. KRYZYWICKI, cité en note 108.

1.33 - Correlations angulaires entre particules sortantes.

Il existe une corrélation, que l'on peut qualifier de triviale, entre les impulsions et les directions des particules sortantes, c'est celle de la conservation de l'impulsion-énergie totale. La conservation de l'impulsion totale implique en particulier que l'angle entre les directions d'émission de deux particules quelconques de l'état final est, en moyenne, supérieur à 90° . Nous avons vu que le modèle de FERMÍ tenait compte de ces contraintes. Par contre il néglige d'autres contraintes, au premier rang desquelles on peut citer la conservation du moment angulaire.

En étudiant la distribution de l'ouverture angulaire des paires de pions produites dans les annihilations d'antiprotons de 1,05 GeV/c ($\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$), un groupe de Berkeley⁽¹²⁴⁾ a observé que les paires de pions de même charges étaient moins ouvertes, en moyenne que les paires de pions de charges différentes. Dans un article célèbre⁽¹²⁵⁾

124) - G. GOLDBABER, W.B. FOWLER, S. YOLDHABER, T.F. HOANG, T.E. KALOGEROPOULOS et W.M. POWELL; Phys Rev Letters 3, 181 (1959).

125) G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W. LEE et A. PAIS, Phys Rev 120, 300 (1960).

G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W. LEE et A. PAIS, ont attribué cet effet à l'influence de la statistique de BOSE-EINSTEIN sur les pions de même nature. Pour tenir compte de la symétrie nécessaire de la fonction d'onde représentant ces pions, ces auteurs proposent d'utiliser une fonction d'espace de la forme :

$$\phi(x_1, x_2) \neq \exp[i p_1 x_1 + i p_2 x_2] + \exp[i p_2 x_1 + i p_1 x_2]$$

telle que $\phi(x_1, x_2)$ est normalisé dans V (cf section 1.22); alors au lieu du rapport $(\Omega/V)^2$ on doit considérer l'intégrale :

$$\int_{\Omega} dx_1 \int_{\Omega} dx_2 |\phi(x_1, x_2)|^2 \neq \left(\frac{\Omega}{V}\right)^2 \left(1 + 9 \left[\frac{\cos t}{t^2} - \frac{\sin t}{t^3}\right]^2\right) \quad (a)$$

avec $t = R |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$, R étant le rayon de la sphère Ω .

En choisissant $R \simeq 1F$, ces auteurs obtiennent un accord satisfaisant avec les données expérimentales précédentes (fig 13b).

L'effet GOLDBABER a reçu de nombreuses confirmations. J. BARTKE et al⁽¹²⁶⁾, en particulier, ont montré que le "pin-cement" des paires des pions de même nature était bien, comme

126) - J. BARTKE, O. CZYZEWSKI, J.A. DANYSZ, A. ESKREYS, J. LOSKIEWICZ, P. MALECKI, J. ZAORSKA, K. ESKREYS, K. JUSZCZAK, D. KISIEKEWSKA, W. ZIELINSKI, M. SZEPTYCKA, K. ZALEWSKI, G. PICHON et M. RUMPF, Physics Letters 24b, 163 (1967).

la formule (a) ci-dessus l'indique, d'autant plus marqué que la différence $|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$ était petite . Cependant l'explication quantitative de GOLDHABER et al. paraît trop simple. Ces auteurs eux-mêmes ont fait remarquer que la dimensions que l'on doit assigner au volume d'interaction pour rendre compte de l'effet observé, $R \simeq 1F$, est trois fois plus petite que la valeur généralement adoptée pour la description des annihilations d'antiprotons par le modèle de FERMI, en particulier pour rendre compte de la répartition en multiplicité (cf section 1.23). D'autre part le groupe polonais⁽¹²⁷⁾ a récemment observé dans les interactions π^+p de 8 GeV/c, que l'effet GOLDHABER dépendait fortement de l'énergie disponible par pion créé dans l'interaction et diminuait avec elle de façon approximativement exponentielle, ce dont le modèle de GOLDHABER ne rend pas compte. Cette dépendance de l'effet GOLDHABER avec l'énergie explique peut-être pourquoi, observé originellement dans les annihilations d'antiprotons de 1.05 GeV/c, cet effet n'apparaît pas dans les annihilations de 5.7 GeV/c.⁽¹²⁸⁾ Enfin, nous avons noté dans l'expérience décrite plus loin, que l'effet GOLDHABER affectait différemment les paires de pions de diverses charges, $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$ par exemple (cette dernière observation sera commentée dans la section 3.25). Tout cela indique clairement que les corrélations dynamiques existant entre les particules sortantes ne sont pas encore parfaitement comprises, et que le modèle de GOLDHABER et al. devra être raffiné.

127) O. CZYZEWSKI, communication privée.

128) A. ACCENSI et al., P. L? 20, 557 (1966)

V. ALLES BORELLI, B. FRENCH, A. FRISK, L. MICHEJDA et E. PAUL, preprint CERN 66-25 (1966).

1.34 - Production de Résonances.

Une autre difficulté d'importance à laquelle le modèle de FERMI se heurte est la présence, même dans les interactions à haute multiplicité, de résonances, dont certaines sont produites en grande abondance: N^* , ρ , ω^0 etc...; par exemple, en étudiant les interactions à six branches chargées de π^+ de 4 GeV/c sur l'hydrogène, L. BONDAR⁽¹²⁹⁾ et al. ont estimé qu'un N^{*++} était produit dans environ 80% des événements.

La première question posée par la production de résonances est celle de la définition de la multiplicité d'une interaction donnée. Si l'on considère que les résonances doivent être regardées comme des particules sortantes au même titre que les particules ordinaires, et que leur nombre et leur masse respective doivent être introduites dans les formules du modèle de FERMI, alors la multiplicité d'une interaction donnée devient indéterminée, car les résonances ne s'observent jamais que d'une façon statistique sur

129) - L. BONDAR, K.H. EICKEL, H. KAUFMANN, K. LANIUS, R. LEISTE, R. POSE, K. BOCKMANN, U. GORSCH, K. STEINBERGER, B. NELLEN, V. BLOBEL, H. BUTENSCH, I. DAMANN, P.V. HANDEL, E. LOHRMANN, P. SCHILLING, G. WOLF, N.N. BISWAS, N. SCHMITZ, I. WEIGL, Nuovo Cimento 44, 530 (1966).

des histogrammes de masse. On sera donc obligé de traiter les interactions $\pi^+ p$ à six branches chargées, par exemple, comme un mélange statistique d'interactions du type : $p \rightarrow 3\pi^+ 2\pi^-$, $N^* \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$, $N^*_e \pi^+ \pi^-$, $p_e \rightarrow 2\pi^+ \pi^-$, etc..., avec des poids statistiques dont la mesure, on le verra, est fort délicate. Si l'on garde, au contraire, comme définition de la multiplicité celle des particules observées dans l'état final, clairement on introduit un certain arbitraire, car le fait, par exemple, qu'un ϱ et un ω^0 , de masses voisines, se désintègrent l'un en deux π et l'autre en trois n'est pas considéré par le modèle de FERMI.

Plus précisément, dans le cadre du modèle de FERMI, la question se pose dans les termes suivants : peut-on considérer que les résonances observées ont des durées de vie très longues par rapport au temps propre de la collision? Alors rien ne s'oppose à ce qu'on les introduise dans le modèle exactement au même titre que les pions ou les protons. Peut-on, à l'autre extrême, considérer que les résonances ont toutes une durée de vie très faible devant le temps propre de l'interaction? Alors l'hypothèse statistique appliquée aux particules quasi-stables ($\pi \ll p$) reste seule réaliste, les résonances ne constituant dans ce cas que l'une des voies d'accès à l'ensemble des états finaux possibles. Mais la plupart des résonances ont des temps de vie d'ordre de grandeur comparable à la durée supposée de la collision...

Que nous apprend à ce sujet l'expérience? A relativement basse multiplicité, on peut avoir intérêt à introduire les résonances dans le modèle de FERMI comme particules finales possibles, en supposant que leur durée de vie leur permet d'échapper au volume d'interaction avant leur

désintégration. CERULUS et HAGEDORN⁽¹³⁰⁾, par exemple, ont obtenu un bien meilleur accord pour la répartition en multiplicité des collisions pp de 2,75 GeV avec la théorie statistique^{en} incluant le $N_{3/2}^*$ qu'avec le modèle simple de FERMI. Le modèle statistique utilisé pour comparer la répartition en multiplicité des interactions π^-p , fig 12a, inclut également le $N_{3/2}^*$. A plus haute multiplicité, cependant, la situation pourrait être différente. Ce sera l'un des résultats de ce travail de montrer en particulier que le schéma précédent, qui suppose que la production et la désintégration des résonances sont des phénomènes indépendants, est infirmé par l'expérience dans le cas du $N_{3/2}^*$ et du ρ^0 dans les interactions étudiées (cf chapitre 4.5).

Ainsi le problème devient très complexe; mais cette complexité même peut se révéler une circonstance utile: ces diverses résonances avec leurs durées de vie propres constituent autant de "sondes" susceptibles de nous renseigner sur l'évolution des systèmes très chauds, en même temps qu'ils les déterminent partiellement.

Au delà de ce débat sur la "multiplicité réelle" des interactions à haute multiplicité se pose le problème des mécanismes de production de ces résonances. Notre ignorance à ce sujet est grande. Le modèle simple qui consiste à supposer qu'elles sont formées par échange périphérique (au sens de O.P.E.) à partir des particules incidentes est contredit par nos données. A l'opposé, celui qui consiste

130) - F. CERULUS ET R. HAGEDORN, CERN 59-3 (1959).

à supposer qu'elles participent à un équilibre thermodynamique au sens du modèle de FERMI ne s'accorde pas entièrement à nos analyses. Dans la quatrième partie de cette étude nous nous efforcerons d'apporter quelques informations sur cette production de résonances, dont la description reste un problème majeur de la théorie des interactions à haute multiplicité.

DEUXIEME PARTIE

L'EXPERIENCE DE π^+p DE 5 GEV/C : CONDITIONS EXPERIMENTALES.

DEUXIEME PARTIE

L'EXPERIENCE π^+p DE 5 GEV/C : CONDITIONS EXPERIMENTALES

Cette partie a pour objet :

- de situer l'expérience π^+p de 5 Gev/c dans l'ensemble des expériences de haute énergie;
- de brosser un rapide tableau du dispositif expérimental mis en oeuvre à cette occasion⁽²⁰¹⁾
- de décrire les critères que nous avons appliqués pour la classification et l'exploitation des mesures faites.

201- N'ayant pas personnellement participé à la mise en place de ce dispositif, je me contenterai d'en tracer les grandes lignes, en m'inspirant largement du compte rendu donné par C.A. KITCHEN, (Thesis, University of Durham, England).

2.1 - ORIGINE ET JUSTIFICATION DE L'EXPERIENCE π^+p

DE 5 GEV/C.

2.11 - Décision de l'expérience. La collaboration.

On trouvera en figure 21a une liste des expériences π^+p entreprises au CERN avant et après l'expérience de 5 GeV/c; en fait, notre expérience s'inscrit dans un programme cohérent d'étude systématique, avec des lots statistiques croissants et à énergie croissante, des interactions π^+p .

Le projet initial de l'expérience fut déposé en Juin 1963 devant le comité de chambres à traces du CERN par l'université de Turin⁽²⁰²⁾. Le projet, s'appuyant sur les résultats obtenus par les expériences antérieures, visait l'étude (à 6 et 8 GeV/c) des réactions à deux corps $\pi^+p \rightarrow N^*e$, $N^*\omega$ ou $N^*\eta$, et la recherche de nouvelles résonances, surtout dans les états d'isospin élevé ($p \pi^+ \pi^+$, $\pi^+ \pi^+$, etc...). D'un autre côté, les résultats obtenus par l'expérience π^+d à 6 GeV/c (collaboration CERN- Ecole Polytechnique), en montrant également une abondante production de résonances (en particulier de ρ^0 et f^0), justifiaient une étude comparative

202- Archives CERN/TC/COM 63-43, 64-3, 64-48, 64-59, 64-66, 65-39, 65-72.

d'interactions $\pi^+ p$ à la même énergie, et une nouvelle demande d'expérience fut déposée devant le comité de chambres à traces en janvier 1964.

Par la suite, les groupes de Vienne, Nimègue, Bonn, Durham et Strasbourg déclarèrent leur intérêt pour l'expérience projetée⁽²⁰³⁾. Une première exposition ($\sim 30\,000$ photos) organisée en novembre 1964 dans la chambre anglaise de 1,50 m nouvellement entrée en action au CERN, dû t. être abandonnée pour défauts (mauvais fonctionnement du système pneumatique des supports de films dans les caméras). En février 1965, une nouvelle exposition (125 000 photos) fut couronnée de succès.

Les clichés d'interaction à six branches, examinés les premiers, furent étudiés en collaboration par les laboratoires de Bonn (Physikalishes Institut der Universität), Durham (Department of Physics, University of Durham), Nimègue (Fysich Laboratorium, Universiteit Nijmegen), Paris (Laboratoire de l'Ecole Polytechnique), et Turin (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, sezione di Torino).

203- Entre-temps, peut-être sous l'influence du marché très ouvert, l'énergie proposée avait légèrement baissée (5 GeV/c au lieu de 6 GeV/c). Il s'agit en fait d'un compromis destiné à réaliser une grande accumulation de données sur les interactions πN à 5 GeV/c. Des expériences $\pi^+ d$, $\pi^- d$ et πp ont été faites récemment à la même énergie.

2.2 - LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

2.21 - Le synchrotron et le faisceau

Les pions de 5 GeV/c nécessaires à cette expérience sont les produits finaux de la succession : accélérateur linéaire à protons - synchrotron à protons - cible - faisceau.

L'accélérateur linéaire (type Van de Graaf) produit des protons d'énergie voisine de 600 KeV. Ces protons sont injectés dans l'anneau du synchrotron à protons⁽²⁰⁴⁾. Le long de cet anneau de 100 mètres de diamètre sont disposées des cellules accélératrices H F et des aimants défecteurs à gradient alterné. Les protons injectés circulent d'abord dans l'anneau sous l'effet de leur énergie cinétique. Puis les cellules accélératrices entrent en action, cependant qu'on augmente le champ dans les électro-aimants de façon à maintenir constante l'orbite des protons. Quand les protons ont acquis une énergie de 19,6 GeV, une perturbation de la configuration du champ magnétique et l'approche de la cible provoquent l'impact d'une partie des protons (dans cette

204- Cf par exemple Regenstreif, le synchrotron à proton du CERN, CERN 58-6 et 61-9.

expérience, en effet seule une partie des quelques 10^{11} protons primaires par cycle d'accélération était consommée, laissant le reste disponible pour d'autres expériences réalisées simultanément). De la cible émerge une quantité considérable de particules secondaires de diverses natures et diverses énergies.

Ces particules secondaires sont triées par le faisceau O_2 ; ce faisceau de 180 m de long (fig 22a) a été construit pour permettre de prendre dans la chambre anglaise (B.N.H.B.C.) des photographies d'interactions de pions, kaons, protons ou anti-protons avec un large éventail d'énergies possibles⁽²⁰⁵⁾.

Pour remplir ce rôle, le faisceau comprend deux types de séparateurs : deux séparateurs à radio-fréquence et trois séparateurs électrostatiques. Selon la bande d'énergie explorée, les uns ou les autres sont mis en fonction (pour séparer des π de 5 Gev/c on utilise les séparateurs électrostatiques). Le trajet des particules est différent suivant le mode de fonctionnement, ce qui explique la multiplicité des éléments (quadrupôles, aimants, collimateurs) alignés sur le faisceau.

205- Cf. E.KEIL, W.W. NEALE, a high momentum separated particle beam for use with the 1,50 m British National Hydrogen Bubble Chamber at CERN, Int. Conf. Dubna, 1963, Proc 782-787 (1964).

Les principales caractéristiques du faisceau dans le mode utilisé sont les suivantes :

- 1) Définition de l'acceptance du faisceau par les collimateurs C1 et C2
- 2) Réalisation d'un spectre de moment grâce aux aimants défecteurs M1 et M2; ceux-ci dispersent dans le plan horizontal l'image verticale de la cible obtenue en C3 par le triplet Q1, Q2, Q3. Le collimateur C3 sélectionne la composante utile de ce spectre.
- 3) Réalisation d'un spectre de masse par les séparateurs électrostatiques SE1, SE2 et SE3; ceux-ci dispersent dans le plan vertical l'image horizontale obtenue en C6 par les triplets Q5, Q6, Q7, et Q10, Q11, Q12. Le collimateur C6 sélectionne la composante utile de ce spectre. (Il n'y a donc qu'un seul étage de séparation en masse, les trois séparateurs n'ayant pour fonction que de tripler la longueur utile du champ électrique traversée par le faisceau).
- 4) Nettoyage du faisceau de ses particules parasites, grâce aux déflexions successives dans le plan horizontal en M5 et M6 et dans le plan vertical par M7 (en effet les divers collimateurs n'ont pas arrêté mais seulement freiné les diverses particules que l'on se proposait d'exclure; les derniers aimants dévieront celles-ci hors du faisceau)
- 5) Mise en forme du faisceau pour un bon étalement dans la chambre grâce au doublet Q16 et Q17; ce dernier étage comprend en outre un aimant pulsé (A.B.), dont l'action, commandée par la décharge de condensateurs à un instant choisi, permet de limiter le nombre de traces dans la chambre.

2.22 - La chambre nationale anglaise de 1,50 m.

Le corps de la chambre nationale anglaise (B. N. H. B. C.) est une pièce d'aluminium d'un seul tenant, ayant la forme d'un cylindre elliptique de dimensions intérieures 152 x 50 x 46 cms (figure 22b). Ce cylindre est fermé de chaque côté par une glace optique de 155 mm d'épaisseur. L'ensemble est refroidi par des chemises contenant de l'hydrogène liquide, et est encore isolé dans un tank à vide en acier inoxydable.

La chambre contient environ 5 000 litres d'hydrogène liquide à une température de 27°K et une pression de 6,3 kg/cm². La surface de l'hydrogène liquide affleure dans les tuyaux de détente situés en partie haute de la chambre qui conduisent aux valves de détente. Quand celles-ci sont ouvertes la pression tombe rapidement à 2,8 kg/cm², provoquant l'apparition des bulles au sein de l'hydrogène liquide.

Autour du tank à vide est disposé l'électro-aimant (pesant 30 tonnes) chargé de déployer un champ magnétique uniforme (à 3% près) dans le corps de chambre. Ce champ est réglable jusqu'à 14,8 kilogauss et peut être maintenu constant au cours du temps à moins de 0,1% près.

Le système optique de la BNHBC comprend trois flashes et trois caméras disposés de part et d'autre du corps de chambre. Les directions des faisceaux lumineux émergeant des condenseurs sont réglées de telle façon que les caméras ne peuvent recevoir de lumière que provenant des centres de diffusion à l'intérieur du corps de chambre (bulles) ou sur les glaces (marques fiducielles). Chaque photographie porte en

outre des informations telles que numéro de série, date et heure, valeur du champ magnétique et comptage des traces par compteur électronique.

Dans notre expérience, le rythme de fonctionnement de la BNHBC était d'une photographie toutes les deux secondes. Au cours du mois de Février 1965, 125 000 photographies environ, comportant en moyenne 12 pions incidents par photo. , furent obtenues par la collaboration.

2.23- Le dépouillement et la mesure des photographies.

Le lot complet de photographies fut partagé entre tous les laboratoires participant à l'expérience (cf section 2.11); le dépouillement et la mesure des événements à six branches ont donc été réalisés de façon indépendante dans chaque laboratoire, sur des lots partiels de 25 000 photographies environ. Cependant, l'indispensable cohésion des méthodes fut assurée par des réunions régulières organisées le plus souvent au CERN. La progression des dépouillements, de la mesure, de l'analyse dans chaque laboratoire y fut comparée et les chiffres d'efficacité de dépouillement, de mesure et les sections efficaces obtenues indépendamment confrontés.

Chaque lot partiel fut dépouillé intégralement deux fois. L'efficacité globale du dépouillement⁽²⁰⁶⁾ estimée en supposant que chaque événement à six branches a une probabilité égale d'échapper à chacun des dépouillements et que cette probabilité est la même pour tous les événements à six branches - hypothèses très proches de la réalité pour les événements à haute multiplicité - fut trouvée dans chaque cas voisine de 99%.

Au total, 3 800 événements à six branches furent enregistrés dans la zone fiducielle adoptée⁽²⁰⁷⁾. Mais 10%

206- cf par exemple A. MICHALON, Thèse de 3ème cycle, p. 13 (Strasbourg 1967)

207- Cette zone, longue de 70,4 cms, fut choisie de manière à préserver une longueur minimum de 40cms pour les traces secondaires dirigées vers l'avant, et à exclure les traces

environ de ce total ne purent être mesurés avec succès pour des raisons diverses (éclairage défectueux, interaction d'une trace secondaire sur un noyau d'hydrogène, etc...).

Les mesures furent effectuées sur des appareils du type IEP, dont la précision de pointage est de quelques microns sur le film. A cause de la topologie particulièrement difficile de ces événements (nombreuses traces se chevauchant sur une ou plusieurs vues), le nombre de mesures nécessaires pour satisfaire les critères de qualité imposé par les programmes FOIN⁽²⁰⁸⁾, THRESH et GRIND fut relativement important: de 1 à 5 mesures selon les événements.

primaires en marge du faisceau incident, quelquefois déviées par diffusion sur de la matière avant l'entrée dans l'hydrogène de la chambre.

208- Programme FOIN par J. HUC (1966); ce programme, écrit pour une calculatrice de taille modeste, vérifie la cohérence des mesures avant leur traitement par THRESH et GRIND sur grosses calculatrices.

2.24- Les programmes THRESH et GRIND

Le programme THRESH a pour fonction de reconstituer la topographie spatiale des événements à partir des mesures effectuées sur les 3 vues stéréoscopiques. GRIND a pour objet d'attribuer à chaque trace ainsi reconstituée dans l'espace les variables physiques $\vec{P}$ et m selon une liste d'hypothèses données à l'avance; ces quantités sont ~~ajustées~~; en effet l'application de la loi de conservation d'impulsion et d'énergie entraîne une surdétermination entre les quantités mesurées; corrélativement une probabilité de χ^2 relative à chacune des hypothèses peut être déterminée.

Ces programmes ont été abondamment décrits par ailleurs⁽²⁰⁹⁾. Mentionnons toutefois deux perfectionnements importants apportés au programme THRESH à l'occasion de cette expérience: il s'agit d'une part du sous-programme CORREC⁽²¹⁰⁾ chargé de corriger, par l'application d'une grille sur les mesures des trois vues stéréoscopiques, les distorsions optiques assez importantes dans les caméras utilisées, et d'autre part

209- Cf CERN T.C. Program Library (Manuels I et II)

210- Sous-programme CORREC, par KELLNER et BRUYANT, in: CERN T.C. Program Library.

211- Sous-programme TRACK MATCH, par F. BRUYANT et P. CONNOLY, in : CERN TC Program library

du sous-programme TRACK MATCH⁽²¹¹⁾, chargé de vérifier par des tests de cohérence qu'il n'y a pas eu d'inversion entre les projections des diverses traces sur chacune des trois vues au moment de la mesure, et de reconstituer le cas échéant les associations correctes. (de telles inversions sont fréquentes dans les événements à haute multiplicité).

Les programmes THRESH et GRIND fournissent pour chaque événement une liste d'indications sur la qualité des mesures effectuées. Après examen de cette liste et confrontation avec les photographies correspondantes, les mesures sont éventuellement recommencées⁽²¹²⁾.

212- Les cas de renvoi en mesure sont les suivants :

Tests THRESH

- Code 1000 (l'ajustement final d'une hélice sur telle trace ne converge pas), sauf si le moment de la trace incriminée est < 400 Mev (effet de ralentissement probable) ou si l'angle de dip est supérieur, en valeur absolue, à 60° .
- Codes > 1000 (reconstruction dans l'espace d'une ou plusieurs traces impossibles).

Tests GRIND

- Codes 20, 40 ou 100 (dispersion des mesures d'angle ou de courbure sur telle trace très importante) sur plusieurs traces à la fois : inversion de deux traces sur deux vues possible.
- Code 120, 140, 160 (combinaison des tests précédents), dans les mêmes conditions que le test de code 1000 en THRESH.
- Code 200 (trace très raide: la courbure ne peut être donnée avec précision), sauf si cette erreur affecte la trace incidente (dont l'impulsion est connue par ailleurs)
- Code 1000, dans les mêmes conditions que le code 1000 en THRESH (même signification), ou 4000 (même signification qu'en THRESH).

Après confrontation des résultats du GRIND et des informations d'ionisation (on peut distinguer un pion d'un proton par la densité de bulles de leurs traces respectives jusqu'à une ~~impulsion~~ de 1,5 Gev/c environ), les 3 500 événements retenus furent répartis en cinq catégories, selon l'hypothèse retenue :

- A) $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$
- B) $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$
- C) $\pi^+ p \rightarrow \eta \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$
- D) $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + 1 \pi^0, 1 > 1$
- E) $\pi^+ p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + m \pi^0, m \gg 1$

Pour cette classification, les règles suivantes furent appliquées :

- 1) Ne considérer que les hypothèses conduisant à des $\chi^2 < 24$ (événements à quatre contraintes) ou $\chi^2 < 6$ (événements à une contrainte). Cette règle rejette les hypothèses conduisant à des probabilités de χ^2 infimes. Le choix de la coupure est justifié par l'examen des queues de distribution de χ^2 et par comparaison avec des lots d'événements factices générés par un programme de Monte-Carlo (FAKE²¹³) et traités par GRIND.

213- Programme FAKE par G. LYNCH (UCRL 10335, 1962)

2) En cas d'ambiguïté entre deux hypothèses, l'une comportant une particule neutre non vue (1C)11b, et l'autre n'en comportant pas (4C)11b, préférer cette dernière, quelque soit le rapport des probabilités de χ^2 respectives (pourvu naturellement, qu'elle soit compatible avec les informations d'ionisation, et que chacun des χ^2 satisfait à la règle 1). Il est en effet très rare qu'un événement du type 1C puisse simuler un événement du type 4C, comme on peut le vérifier par FAKE.

3) Entre deux hypothèses de la catégorie B possibles, choisir celle qui possède la plus basse valeur de χ^2 . Cette méthode n'a évidemment de valeur que statistique et il peut en résulter une certaine contamination, mais le nombre d'ambiguïtés effectives s'est révélé très restreint ($\sim 5\%$ des candidats à la catégorie B)

4) Entre deux hypothèses, l'une de la catégorie B, l'autre de la catégorie C, choisir celle de la catégorie B si le rapport des probabilités de χ^2 pour ces deux hypothèses respectivement est supérieur à $2/3$ ⁽²¹⁴⁾. Ce critère, qui tient compte du rapport des sections efficaces pour les deux canaux B et C, est déduit de l'étude de la distribution de la quantité

$$\eta = \frac{\text{Pr}(B) - \text{Pr}(C)}{\text{Pr}(B) + \text{Pr}(C)} \quad \text{où Pr (B)}$$

et Pr (C) sont les probabilités de χ^2 pour les deux hypothèses sur lesquelles porte l'ambiguïté. Deux pics sont visibles sur cette distribution aux valeurs +1 et -1 et sont

214- Ce critère n'a été appliqué que pour les événements étudiés par l'Ecole Polytechnique.

interprétés comme étant liés aux événements de la catégorie B et C respectivement; ces pics sont séparés par un creux pour $\text{Pr (B) / Pr (C) = 2/3}$. Ici encore le critère n'a de valeur que statistique. Son application entraîne une erreur dans environ 30% des cas traités, soit environ 3% des événements du canal B et 10% de ceux du canal C.

5) Les événements ayant satisfait aux critères de qualité de mesure définis plus haut et ne conduisant à aucun ^{ajustement} compatible avec l'ionisation sont réputés posséder plus d'une particule neutre, et sont divisés entre les catégories D et E selon leur ionisation (dans quelques cas ambigus, les événements furent portés dans les deux catégories à la fois).

2.25 - Le SUMX et l'analyse des données

Une fois la totalité des 3 300 événements mesurés, identifiés et classés, les principales données physiques concernant ces événements furent perforées automatiquement⁽²¹⁵⁾ sur cartes et envoyées à Bonn. Cette procédure de normalisation des données était en effet rendue nécessaire par la diversité des calculateurs utilisés jusque là par les différents groupes; d'autre part l'importance relativement modeste des lots traités par chaque groupe séparément (environ 600 événements) ne rendait pas le traitement sur cartes perforées impraticable.

Le laboratoire de Bonn constitua à partir de ces cartes des bandes magnétiques binaires contenant 2715 quantités physiques par événement, susceptibles d'être traités par SUMX⁽²⁰⁹⁾; ce dernier programme permet un brassage énorme des données contenues dans ces 2715 mots x 3 000 événements, sous forme d'histogrammes ou de diagrammes à deux dimensions selon la volonté de l'utilisateur. Une copie de ces bandes fut ramenée à Paris et traitée à Saclay. En quelques 20 heures de calcul (IBM 7094 II), nous ne fîmes pas moins d'un millier d'histogrammes et de diagrammes divers. Enfin, la mise en forme finale de ces résultats expérimentaux

215- Programme PERF, LESTIENNE (1965)

et leur comparaison avec les prédictions de tel ou tel modèle, ont donné lieu à de nombreux calculs réalisés sur l'ordinateur Univac 418 du laboratoire.

TROISIEME PARTIE

L'EXPERIENCE π^+ P DE 5 GEV/C : PARTICULES OBSERVEES DANS

L'ETAT FINAL.

3.1 - REACTIONS OBSERVEES ET SECTIONS EFFICACES CORRESPONDANTES

Nous avons exposé dans la seconde partie les méthodes expérimentales qui nous ont permis de séparer les 3 502 événements à six branches dont nous disposons en cinq canaux, selon la nature (proton ou neutron) du baryon dans l'état final et le nombre de π^0 présents dans chaque interaction. Le résultat de ce classement est le suivant :

Canal	Réaction	Nombre d'événements	Section efficace mb
A	$p \ 3\pi^+ 2\pi^-$	1055	$0,41 \pm 0,02$
B	$p \ 3\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	1597	$0,61 \pm 0,03$
C	$n \ 4\pi^+ 2\pi^-$	279	$0,11 \pm 0,01$
D	$p \ 3\pi^+ 2\pi^- l\pi^0 \ l \geq 1$	378	$0,15 \pm 0,01$
E	$n \ 4\pi^+ 2\pi^- m\pi^0 \ m \geq 1$	140	$0,05 \pm 0,01$
Total		3502	$1,33 \pm 0,05$

Les sections efficaces correspondantes ont été déduites du nombre de traces incidentes qui ont traversé la zone fiduciaire choisie, et du nombre total d'interactions à six branches qui s'y sont produites, en utilisant pour densité de l'hydrogène à 27°K la valeur 0,0608; une correction pour la contamination des traces incidentes par des muons, estimée à 3% d'après les caractéristiques du faisceau O_2 , a été appliquée. Pour l'estimation des sections efficaces partielles, les événements ambigus entre les canaux D et E furent comptés pour un demi dans chacun des canaux.

Les résultats de cette classification sont rappelés dans la table III-1 et les sections efficaces obtenues sont comparées, dans la figure 3la, avec les valeurs mesurées à d'autres énergies par d'autres expérimentateurs.

3.2 - ETUDE DES PARTICULES OBSERVEES DANS L'ETAT FINAL

3.21- Distributions d'impulsions : similitude avec le modèle de FERMI.

Les distributions d'impulsions des particules dans le centre de masse de l'interaction présente, au premier abord, une similitude frappante avec les prédictions du modèle statistique, par opposition aux distributions fortement périphériques observées dans les interactions à plus faible multiplicité.

La figure 32a compare les distributions p_x vs p_y observées pour les particules sortantes dans les réactions :

- i) $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$
- ii) $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ (canal A) ; p_x et p_y sont les projections de l'impulsion des particules le long de la particule incidente d'une part et le long d'une direction perpendiculaire⁽³⁰¹⁾, arbitraire mais fixe (liée à la chambre), d'autre part.

301) - Nous avons préféré la représentation $p_x : p_y$ des moments des particules à la représentation $p_L : p_T$ ($p_x \equiv p_L$ et $p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$) plus généralement répandue, parce que la première fait ressortir d'une façon plus immédiate que la seconde la symétrie sphérique (ou au contraire l'asymétrie) des distributions d'impulsion des particules dans le centre de masse.

Alors que l'on observe dans les distributions de droite, relatives aux interactions à quatre branches, une asymétrie prononcée, les distributions de gauche, relatives aux interactions à six branches, présentent une symétrie centrale approximative; en particulier elles ne présentent pas de concentration dans la région des grands $|p_x|$ et faibles $|p_y|$, caractéristiques du périphérisme des réactions à faible multiplicité.

Des conclusions semblables pourraient être faites à propos de canaux B, C, D et E.

Les distributions de moment, intégrées sur toutes les directions, des particules sortantes sont très proches des prédictions du modèle statistique (voir par exemple fig 32d). Il en est de même de la variation de la moyenne du moment transverse $\langle p_T \rangle$ en fonction du moment longitudinal p_L (fig 32b et 32c): on retrouve la légère dépression, au centre des diagrammes relatifs aux pions (faibles valeurs de p_L) prédite par le modèle statistique, et déjà mentionnée par plusieurs auteurs.

3.22 - Distributions d'impulsion : écarts avec le modèle de FERMI.

L'accord des distributions d'impulsion des particules individuelles avec le modèle de FERMI n'est cependant qu'approximatif :

- a) il existe une certaine asymétrie dans les distributions $p_x : p_y$, clairement visible pour le nucléon sur la fig 32a. Le centre de gravité de cette distribution est déplacé vers l'arrière; corrélativement il existe un léger déplacement vers l'avant du centre de gravité des distributions des pions. Ce déplacement vers l'avant des distributions des pions est significativement plus prononcé pour les π^- et les π^0 que pour les π^+ dans les canaux A et B, tandis que la situation s'inverse dans le canal C. (Table III-2). Cette dernière observation doit sans doute être rapprochée de l'observation d'une abondante production vers l'arrière de N^{*++} dans les deux premiers canaux et de N^{*-} dans le troisième⁽³⁰²⁾.
- b) Le moment transverse moyen des particules individuelles est significativement plus petit que la valeur prédite par le modèle statistique (fig 32b et 32c et table III-2).
- c) la distribution ^{angulaire} des particules individuelles, particulièrement celles des nucléons (fig 32e), est piquée vers l'arrière (nucléons) ou vers l'avant (pions). La table III-2

302)- cf section 4.22 et 4.61

donne les paramètres d'asymétrie ($A_s = N_{av} - N_{ar} / N_{av} + N_{ar}$) pour chacune de ces distributions. Cette observation n'est évidemment pas indépendante des précédentes.

3.23 - Ambiguïté du terme "périphérisme"

Les écarts avec le modèle statistique dénoncés au paragraphe précédent pourraient être interprétés comme une évidence en faveur de la nature périphérique des réactions étudiées. Dans cette optique, certains auteurs⁽³⁰³⁾ ont proposé d'utiliser le paramètre d'asymétrie A_S des distributions angulaires comme mesure de la contribution des collisions périphériques dans l'ensemble des réactions étudiées. Nous avons déjà souligné que la structure de la distribution angulaire des protons (fig 32e) ne correspondait pas à une accumulation dans la région des grandes valeurs absolues de p_x et des faibles valeurs absolues de p_y dans la distribution $p_x : p_y$ correspondante (section 3.21) : elle est plutôt liée à un déplacement d'ensemble de cette distribution vers l'arrière. Pas davantage cette accumulation aux faibles valeurs de $\cos \theta^*$ ne correspond à une structure dans les distributions de transfert de nucléons sortants par rapport aux nucléons incidents (fig 32f) : il existe bien un déplacement de cette distribution par rapport aux prédictions du modèle statistique, mais non point de structure qui permette une distinction aussi nette entre interactions centrales et interactions périphériques.

Aussi bien doit-on souligner l'ambiguïté du terme "périphérisme" lorsqu'il est appliqué aux interactions à

303) - Cf J. BARTKE, rapport I.B.J. N° 646/IV, Varsovie (1965).

haute multiplicité. Dans de telles interactions, en effet, il n'existe pas de relation biunivoque entre les paramètres $\cos \theta^*$, p_T , Δ^2 , telles qu'elles existent dans les interactions à deux corps. L'observation d'une structure dans la distribution de l'un ou l'autre de ces paramètres n'implique pas qu'une structure correspondante doit observée dans la distribution des autres paramètres.

3.24 - Paramétrisation des distributions d'impulsion.

Pour donner une mesure quantitative des écarts observés entre les distributions d'impulsion des particules individuelles et les prédictions du modèle statistique, nous proposons d'utiliser les paramètres suivants :

i) déplacement d'ensemble de la distribution dans la direction x:

$$a_x = \frac{\langle p_x \rangle}{\sigma_{\text{stat}}}$$

ii) élongation de la distribution le long de cet axe :

$$b_x = \frac{\sigma_{p_x}}{\sigma_{\text{stat}}} = \frac{\sqrt{\langle p_x^2 \rangle - \langle p_x \rangle^2}}{\sigma_{\text{stat}}}$$

iii) limitation du moment transverse :

$$b_y = \frac{\sigma_{p_y}}{\sigma_{\text{stat}}} = \frac{\sqrt{\langle p_y^2 \rangle}}{\sigma_{\text{stat}}} = \frac{\sqrt{\langle p_T^2 \rangle}}{\langle p_T^2 \rangle_{\text{stat}}}$$

par lesquels les valeurs moyennes et les largeurs des distributions p_x , p_y sont comparées à la largeur standard prédite par le modèle statistique⁽³⁰⁴⁾. Une observation conforme aux prédictions du modèle statistique se traduira donc par $a_x = 0$, $b_x = b_y = 1$.

304) - Les prédictions du modèle statistique étant équivalentes dans les trois directions de l'espace, on peut encore évaluer

σ_{stat} par la relation :

$$\langle p^{*2} \rangle_{\text{stat}} = \langle p_x^2 \rangle_{\text{stat}} + \langle p_y^2 \rangle_{\text{stat}} + \langle p_z^2 \rangle_{\text{stat}} = 3 \sigma_{\text{stat}}^2$$

Nous avons porté sur la figure 32g quelques points expérimentaux indiquant pour les nucléons la variation de ces paramètres en fonction de l'énergie incidente et de la multiplicité. Le déplacement croît rapidement (en valeur absolue) avec l'énergie, et décroît avec la multiplicité. L'élongation semble croître avec l'énergie pour les hautes multiplicités (6 et 7 particules dans l'état final), et décroître avec l'énergie aux faibles multiplicités (4 particules). La limitation du moment transverse, enfin, est d'autant plus sensible que l'énergie est plus élevée et la multiplicité plus faible. Cette observation peut être reliée à l'observation très générale d'une limitation du moment transverse des particules secondaires (cf section 1.32).

3.25 - Recherche des corrélations angulaires entre paires de particules.

Pour étudier l'effet GOLDHABER (cf section 1.33) dans notre lot d'événements, nous avons porté sur la figure 32h la distribution des ouvertures angulaires des paires de pions dans le centre de masse global de l'interaction. Poursuivant l'analyse de GOLDHABER et al. un pas plus loin, nous avons pris soin de distinguer non seulement entre paires de pions de même nature et de nature différente, mais entre chacun des états de charge possible des systèmes de pions : ++, -- pour les pions de même nature, +-, +0 et -0 pour les pions de nature différente. Cette étude montre que ces distributions sont très différentes selon l'état de charge du système $\pi\pi$ considéré. Suivant l'usage établi par GOLDHABER et al, nous avons caractérisé chacune de ces distributions par le paramètre $\gamma = NAR/NAV$ où NAR (NAV) est le nombre de paires présentant un angle d'ouverture supérieur (inférieur) à 90° , et nous avons rassemblé les valeurs obtenues dans la table III.3. Bien que les paires de pions de charge totale nulle ($\pi^+\pi^-$) soient plus ouvertes que le modèle de FERMI ne le prédit ($\gamma^{+-} > \gamma_{stat}$), et que les paires de pions de charge totale égale à 2 ($\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$) soient au contraire moins ouverts que le modèle de FERMI ne le prédit ($\gamma_{stat} > \gamma^{++}$ et γ^{--}) - résultats conformes, l'un et l'autre, au modèle de GOLDHABER, GOLDHABER, LEE et PAIS - cependant ^{on observe} des écarts significatifs entre les valeurs γ^{++} et γ^{--} dans chaque canal. De même on observe des écarts importants entre γ^{-0} , γ^{+0} et γ^{+-} dans le canal B. A l'heure actuelle, nous ne comprenons pas

clairement la raison de tels écarts. Les différences entre les couples $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$ pourraient être liées au fait qu'il n'y a qu'une seule paire $\pi^-\pi^-$ dans les interactions considérées, mais trois paires $\pi^+\pi^+$: la fonction d'onde doit être symétrisée entre deux π^- dans un cas, entre trois π^+ dans l'autre. Mais comment expliquer alors les différences entre les couples $\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$? C'est d'autre part un fait remarquable que les valeurs de γ se rangent dans le même ordre que la multiplicité des combinaisons considérées (1 pour γ^{--} , 2 pour γ^{-0} , 3 pour γ^{+0} et γ^{++} , 6 pour γ^{+-}). Enfin, il n'est pas exclu que l'abondante production de résonances observée dans les deux canaux puisse expliquer les différences observées : ainsi la production de N^* , en favorisant l'émission d'un π^+ vers l'arrière, expliquerait qualitativement que l'on ait : $\gamma^{++} > \gamma^{--}$ et $\gamma^{+0} > \gamma^{-0}$.

QUATRIEME PARTIE

L'EXPERIENCE π^+p DE 5 GEV/C : RESONANCES.

4.1 - INTRODUCTION

4.11 - Les interactions à haute multiplicité comme champ de recherche de résonances.

L'étude des résonances produites dans les interactions à haute multiplicité est souvent compliquée par la multiplication même des pions dans l'état final, car cette multiplication entraîne généralement des ambiguïtés dans les associations de particules. Par exemple, un événement du type $\pi^+ p \rightarrow p 3 \pi^+ 2 \pi^- \pi^0$ présente six combinaisons possibles $\pi^+ \pi^- \pi^0$, dont une seule est présumée résonner. De telles circonstances introduisent un fond statistique considérable et rendent problématique l'observation de signaux faibles.

Cependant, les interactions à haute multiplicité forment le champ spécifique pour la recherche des résonances qui se désintègrent en nombre élevé de particules. En étudiant les interactions à huit branches chargées de π^+ sur protons à 8 GeV/c, un groupe polonais a récemment mis en évidence un nouvel isobare $(N 7 \pi)^+$ de masse 3.7 GeV ⁽⁴⁰¹⁾. Nous avons recherché dans nos interactions à six branches les modes de désintégration à trois corps (ou

401) Cf J. BARTKE et al P.L. 24B, 2, 118 (1967).

plus de trois corps) des résonances déjà connues : par exemple

$$f^0 \rightarrow 4\pi, \quad X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-, \quad 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0, \quad B^\pm \rightarrow \omega \pi^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^\pm, \quad N^* \rightarrow N 2\pi \text{ ou } N 3\pi$$

Les deux premiers exemples cités sont les seules désintégrations en plus de trois particules que nous ayons effectivement observées avec un signal supérieur à deux écarts standards⁽⁴⁰²⁾; la recherche du Bouddha et celle des modes inélastiques de désintégration des isobares, en particulier, s'est révélée infructueuse. En égard aux difficultés mentionnées plus haut, ceci n'exclut pourtant pas la présence de tels objets, si leur section efficace de production est inférieure à quelques dizaines de microbarns - (cf Table IV-1).

402-cf sections 4.26 et 4.27

4.12 - Les résonances comme outils pour l'investigation des phénomènes à haute multiplicité.

A l'utilisation des interactions à haute multiplicité pour la mise en évidence de résonances inconnues, ou de modes rares de désintégration de résonances déjà connues, nous ajouterons le point de vue inverse de l'utilisation des résonances bien connues (N^* , ℓ et ω), produites abondamment dans ce type d'interactions, comme outils de travail pour la compréhension des phénomènes à haute multiplicité.

Ce point de vue répond davantage à la tâche que nous nous sommes assignée et nous le développerons dans la plus grande partie de notre exposé sur la production de résonances dans notre expérience. Après l'énumération des résonances observées et l'estimation quantitative de leur production (chapitre 4.3), nous nous efforcerons de préciser les conditions de leur production : production "périphérique", c'est à dire en relation proche avec l'une ou l'autre particule incidente (éventuellement par l'intermédiaire des mécanismes simples d'échange souvent invoqués dans l'étude des interactions à faible multiplicité), ou au contraire production "centrale" ou "statistique"; production "directe", c'est à dire dans le "coeur chaud" de la collision (où règne une grande concentration d'énergie), ou au contraire "dans l'état final", entre particules pratiquement sur leur couche de masse.

A cet effet, les informations expérimentales qui retiennent le plus souvent l'attention : la distribution

angulaire des résonances dans le centre de masse global de l'interaction et le spectre de quadri-moment transféré depuis l'une ou l'autre des particules incidentes d'une part, et l'examen des distributions angulaires des produits de désintégration de ces résonances dans leur propre centre de masse d'autre part, sont examinées dans les chapitres 4.3 et 4.4.

Par ailleurs, nous analyserons dans le chapitre 4.5 la variation des spectres de masse des diverses résonances observées en fonction de la vitesse d'émission de celles-ci dans le centre de masse global : une altération du spectre de masse des résonances à brève durée de vie et émises à faible vitesse est possible si le parcours moyen des résonances concernées ne dépasse pas en ordre de grandeur les dimensions du "volume d'interaction", nous voulons dire la portée des forces nucléaires agissantes.

4.2 - PRODUCTION DE RESONANCES DANS LES CANAUX

$$\underline{\pi^+ p \longrightarrow p \ 3\pi^+ 2\pi^- \quad \text{ET} \quad \pi^+ p \longrightarrow p \ 3\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$$

4.21 - Introduction.

Le canal $\pi^+ p \longrightarrow p \ 3\pi^+ 2\pi^-$ (canal A) est dominé par une importante production de $N^{*++}(1236)$ et de ρ^0 . A l'exception d'un faible signal $\rho^0 \longrightarrow 4\pi$, aucun autre signal (au delà de deux écarts standards) n'a été observé dans les diagrammes de masse effective.

Le canal $\pi^+ p \longrightarrow p \ 3\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ (canal B) est dominé par une forte production de $N^{*++}(1236)$ et de ω^0 . Outre ces deux résonances, nous avons également observé dans ce canal une faible production de X^0 et de η^0 . Aucune autre résonance n'apparaît à plus deux écarts statistiques sur les histogrammes de masse.

Nous allons discuter dans ce chapitre l'observation de ces diverses résonances et nous donnerons la meilleure estimation des sections efficaces de production auxquelles notre analyse nous conduit. Les résultats sont rassemblés dans la table IV-1, qui contient également quelques limites supérieures (données avec un niveau de confiance de 95%) pour la production de résonances qui n'ont pas été observées.

4.22 - La Production de N^*

Les figures 42a-42d montrent les distributions de masse effective pour les combinaisons $p\pi^+$ et $p\pi^-$ dans les canaux A et B. Il existe trois configurations $p\pi^+$ et deux configurations $p\pi^-$ par événement, de sorte que la production systématique d'un isobare par événement (taux de production de 100%) n'affecterait que 33% et 50% respectivement de la surface totale des histogrammes de masse.

Un très bon accord est observé entre la distribution de masse effective $p\pi^-$ et l'espace de phase statistique, le χ^2 (403) obtenu correspondant à une probabilité de 53% (ayant 53% de chances d'être dépassé) dans le canal A et de 18% dans le canal B. Compte tenu du volume de notre statistique, de tels accords (rares en physique des hautes énergies) soulignent le caractère statistique de la distribution relative du proton et des π^- . Le spectre de masse $p\pi^0$ dans le canal B (fig 42 -e) est également bien représenté par l'espace de phase statistique, la probabilité de χ^2 obtenue étant de 6%.

Le caractère statistique du spectre de masse $p\pi$ n'est pas contradictoire avec la concentration de protons vers l'arrière mentionnée en section 3.22, parce que le spectre de moment (intégré sur toutes les directions d'émission) du proton et du π est semblable aux prédictions statistiques (404)

403- Le χ^2 est défini comme $\sum_i (y_i - \varphi_i)^2 / [\varphi_i (1 - \varphi_i/N)]$, où y_i est le nombre d'entrées observées dans la case i de l'histogramme, φ_i le nombre attendu selon l'hypothèse considérée, N le nombre total de combinaisons. La sommation porte sur toutes les cases comportant plus de 5 entrées.

404 - Comparer les figures 32d et 32e.

et que l'émission vers l'arrière du proton influence peu la distribution angulaire relative des deux particules concernées.

Les spectres de masse effective $p\pi^+$ sont marqués par une forte production de $N^{*++}(1236)$. Nous avons ajusté le taux de production α de cet isobare en comparant les spectres observés à l'hypothèse $F(m)$:

$$F(m) = \alpha \varphi(m) BW(m) + \frac{2\alpha}{3} \Psi(m) + (1-\alpha) \varphi(m)$$

$$\text{avec } BW(m) = \frac{m}{q} \frac{\Gamma(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(m)}$$

$$\text{et } \Gamma(m) = \Gamma_0 (q/q_0)^3 \frac{a m \pi^2 + q^2}{a m \pi^2 + q_0^2}$$

où $\varphi(m)$ représente l'espace de phase statistique pour les canaux A et B respectivement, $\varphi(m) BW(m)$ décrit le N^* conformément aux travaux de Jackson⁽⁴⁰⁵⁾ pour une expérience de production de l'isobare et dans l'ignorance des mécanismes particuliers de la production (dépendance éventuelle en transfert, etc...); nous avons pris $m_0 = 1236$ Mev, $\Gamma_0 = 120$ Mev et $a = 0.15$. Le terme $\frac{2\alpha}{3} \Psi(m)$ représente la réflexion du N^* sur les deux autres combinaisons $p\pi^+$; le N^* et l'espace de phase étant maxima dans la même région de masse, ce terme est sensiblement équivalent à $\frac{2\alpha}{3} \varphi(m)$. Le résultat de l'ajustement est $\alpha = 0.51 \pm 0.06$ (canal A), $\alpha = 0.32 \pm 0.06$ (canal B)⁽⁴⁰⁶⁾. Les distributions attendues (courbes II) sont en désaccord manifeste avec les spectres expérimentaux, la probabilité de χ^2 correspondante étant dans chaque cas inférieure à 10^{-4} .

405- Cf. J. Jackson, Nuovo Cimento 34, 1644 (1964)

406- Les erreurs que nous rapportons ici sont définies par la dispersion des points du spectre expérimental et

Les raisons du désaccord paraissent complexes : d'une part le pic expérimental apparaît dans chaque cas déplacé d'une vingtaine de Mev vers les basses masses effectives, d'autre part les spectres apparaissent déformés aux moyennes et hautes valeurs de masse effective.

Pour obtenir de façon empirique une description satisfaisante du spectre de masse π^+_p , nous avons multiplié le terme résonant de $F(m)$ par un développement en série de la forme $\{1 + \sum a_i (m - m_0)^i\}$, les coefficients a_i étant ajustés dans le χ^2 . Trois termes suffisent à obtenir une probabilité de χ^2 raisonnable (67% et 20%). l'addition de termes supplémentaires n'ajoutant qu'aux incertitudes sans changer les proportions. Cette modification empirique correspond à l'introduction d'une contribution inconnue aux spectres π^+_p . Interprétant le terme d'ordre 0 comme représentant la contribution propre du N^* , nous obtenons une nouvelle estimation de son taux de production, soit $\alpha = 0.60 \pm 0.10$ dans le canal A et $\alpha = 0.57 \pm 0.08$ dans le canal B. Les sections efficaces de production correspondantes sont 0.25 ± 0.05 mb et 0.35 ± 0.05 mb respectivement.

supposent la validité des hypothèses faites concernant la forme respective des combinaisons résonnantes et du fond statistique. Pour cette raison, nous lui préférons, et nous donnerons par la suite, l'erreur définie par la largeur de la courbe de χ^2 dans la région du minimum à la hauteur d'une fluctuation statistique ($= \sqrt{2\chi^2}$) au dessus de ce minimum (dans le cas présent cette erreur est ≈ 0.1).

4.23 - La production du ρ^0

Les figures 42f - 42h montrent les distributions de masse effective $\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-$ et $\pi^+\pi^+$ dans le canal A. Les deux dernières, bien que ne présentant pas de signal caractéristique d'une résonance font apparaître un excès aux faibles valeurs de masse effective, relativement à l'espace de phase statistique. On peut rapprocher ce fait de l'observation déjà rapportée à propos des corrélations angulaires entre pions de même nature (section 3.25) : les pions de même charge tendent à "voyager" ensemble, c'est à dire que les faibles valeurs de leur masse effective sont favorisées.

Le spectre de masse $\pi^+\pi^-$ présente un pic dans la région du ρ^0 . Le fit d'une superposition des espaces de phase pour les réactions $\pi^+p \longrightarrow p 3\pi^+ 2\pi^-$ et $\pi^+p \longrightarrow p 2\pi^+\pi^-\rho^0$ conduit à un taux de production par événement de $63 \pm 12\%$; le fait que chaque événement présente six combinaisons possibles pour l'association $\pi^+\pi^-$ explique la faiblesse relative du pic sur l'histogramme de masse. La probabilité de χ^2 de l'ajustement obtenu est de l'ordre de 10^{-3} ; la section efficace de production de ρ^0 correspondante est $\sigma = 0.26 \pm 0.05$ mb.

4.24 - La production de ω^0 . Le diagramme de Dalitz de
la désintégration du ω^0 .

La figure 42i montre la distribution de masse effective pour les combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans le canal B. On observe un pic dans la région du ω . Les distributions du système de 3π chargés ($\pi^+\pi^-\pi$, $\pi^+\pi^+\pi^-$, etc...) suivent approximativement l'espace de phase statistique. La largeur du pic du ω^0 est surtout due à notre résolution expérimentale : l'ajustement d'une gaussienne centrée sur $m_0 = 783$ Mev et de largeur variable donne $\sigma = 20$ Mev, et conduit à taux de production de ω (par événement) de $40 \pm 5\%$.

Une estimation indépendante de ce taux de production a été faite sur la base des densités de population dans le diagramme de Dalitz; en effet cette densité doit être uniforme pour le fond statistique et doit au contraire suivre une loi connue non uniforme pour les combinaisons résonnantes. Nous avons ajusté la proportion de ω^0 produits parmi les combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ appartenant à cinq intervalles de masse effective autour de la masse du ω^0 , en supposant que la densité radiale ⁽⁴⁰⁷⁾ des diagrammes de Dalitz obtenus est

407- Le centre du diagramme de Dalitz est défini par la relation $T\pi^+ = T\pi^- = T\pi^0 = Q/3$. Chaque combinaison $\pi^+\pi^-\pi^0$ est portée à la distance R de ce centre :

$$R^2 = \frac{4}{3} \left[\frac{1}{3} - \frac{T_1T_2 + T_1T_3 + T_2T_3}{Q^2} \right]^2$$

Voir : G. Källén, Elementary Particles Physics (Addison Welsley, Inc, 1964) Chap 7.

une superposition des distributions

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2 d\Phi} \neq 1 + a R^2 + b R^3 \cos \Phi$$

représentant les combinaisons ω° , et

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2 d\Phi} = \text{cte.}$$

représentant le fond statistique, chacune étant préalablement intégrées sur l'angle polaire Φ (408).

Les résultats des ajustements sont rassemblés dans la table IV-2 et la figure 42j. La production de ω est importante entre .753 et .813 GeV (701 ± 69 combinaisons résonnantes). Le nombre total d'événements dans ce canal étant 1597, la proportion de ω par événement est $(44 \pm 4)\%$. On observe encore une production appréciable de ω° entre .813 et .833 GeV; il n'a pas été possible de décider si cet effet est, ou non, le reflet d'erreurs de mesure ou d'identification de traces.

Comparant les deux résultats obtenus pour la production de ω° , nous estimons le taux de production à 0.42 ± 0.04 ; la section efficace correspondante est $\sigma = 0.26 \pm 0.03$ mb.

408) - Aux grandes valeurs de R, l'intervalle de variation de Φ est limité par les contraintes cinématiques.

4.25 - Productions associées.

a) Production associée N^*e^0

Déterminer la proportion d'événements dans lesquels le N^* et le e^0 sont produits simultanément est malaisé, à cause des nombreuses configurations possibles, à cause de la largeur des résonances concernées et parce que l'espace de phase π^+p est maximum dans la région même du N^*1236 .

Deux méthodes ont été utilisées pour cette étude. L'une, "absolue", consiste à ajuster la distribution à deux dimensions : $M(p \pi^+)$ versus $M(\pi^+ \pi^-)$, - toutes les associations possibles étant considérées à l'exclusion de celles comportant le même π^+ en abscisse et en ordonnée, - à une superposition des quatre espaces de phases correspondant aux réactions $\pi^+p \rightarrow p 3\pi^+ 2\pi^-$, $p 2\pi^+ \pi^- e^0$, $N^* 2\pi^+ 2\pi^-$, $N^* \pi^+ \pi^- e^0$. Par cette méthode, nous avons estimé que le N^* et le e^0 sont produits simultanément dans $(50 \pm 11)\%$ des événements; ce résultat est compatible aussi bien avec les 38% attendus pour une association purement statistique (60% de N^* , 63% de e^0), qu'avec les 60% correspondant à une production toujours associée de N^* et de e^0 .

L'autre méthode, "relative", conduit à des résultats plus précis parce qu'elle ne vise pas à la mesure simultanée des quatre proportions ci-dessus. Elle consiste à mesurer dans le même diagramme à deux dimensions la proportion de combinaisons

$\pi^+\pi^-$ entrant dans la bande du $N^{*(409)}$ en fonction de la masse effective $\pi^+\pi^-$.

Si ces deux masses effectives étaient indépendantes, cette proportion serait constante, la distribution à deux dimensions étant de la forme :

$$P [M(p \pi^+, M(\pi^+ \pi^-))] = P_1 [M(p \pi^+)] \times P_2 [M(\pi^+ \pi^-)]$$

Du fait des corrélations existant entre les particules émises dans l'interaction (conservation de l'énergie), cette proportion n'est pas constante mais varie continûment avec la masse $\pi^+\pi^-$. A l'approximation de notre résolution statistique, cette variation est linéaire.

Si la production de N^* et celle du ρ^0 sont indépendantes (taux de production associée de 38%) aucune discontinuité n'apparaîtra dans la fonction linéaire ainsi définie; au contraire une production systématique des couples $N^*\rho^0$ (taux de production associée de 60%) se traduira par un excès d'événements au dessus de cette droite dans la région du ρ^0 .

Nous avons tracé sur la figure 42k quelques points obtenus à partir de nos données. Aucune discontinuité significative n'apparaît dans la région du ρ^0 . Une production de $(60 \pm 10)\%$ de couples $N^*\rho^0$ (production toujours associée) représenterait un excès de $(4,3 \pm 1,3)\%$ ⁽⁴¹⁰⁾ de la population

409 - La bande du N^* est définie par la relation :
 $1,12 < M(p \pi^+) < 1,30$ Gev; la bande du ρ^0 par la relation
 $0,67 < M(\pi^+\pi^-) < 0,85$ Gev.

410 - Un excédent de $60-38 = (22 \pm 7)\%$ du nombre total d'événements de production associée $N^*\rho^0$ ne conduirait qu'à un excès de $(13 \pm 4)\%$ de ce nombre dans la région de recouvrement définie en note 409, compte tenu des queues de distribution des Breit-Wigner décrivant le N^* et le ρ^0 .

de la bande du ρ^0 dans notre diagramme; le point correspondant (en pointillé) est à deux écarts standards de notre point expérimental. Nous pouvons donc considérer notre résultat comme une légère indication en faveur d'une production indépendante des N^* et des ρ^0 , plutôt que d'une production systématiquement associée de ces deux résonances.

b) Production associée $N^*\omega$

Mettant en oeuvre pour l'étude de la corrélation $N^*\omega$ la méthode que nous venons de décrire à l'occasion de la corrélation $N^*\rho$, nous observons encore (fig 42-1) un assez bon accord entre la proportion de combinaisons $p\pi^+\pi^+$ entrant dans la bande du N^* pour l'intervalle de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ correspondant à la résonance ω^0 et la fonction linéaire définie par les intervalles de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$ voisins⁽⁴¹¹⁾. Une corrélation complète $N^*\omega$ (taux de production par événement de $(42 \pm 4)\%$) conduirait, - compte tenu de l'extension des résonances N^* et ω en dehors des limites assignées - à un excès de $(6,5 \pm 1,5)\%$ de la population de la bande du ω^0 . Le point correspondant (en trait pointillé sur la figure) est à trois écarts standards de notre point expérimental : une corrélation totale $N^*\omega$ semble donc exclue.

411 - La bande de masse du ω^0 est définie par la relation $0.753 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0.813$ GeV. En prenant d'autres définitions des bandes N^* et ω^0 , on a obtenu une indication (à deux écarts statistiques) en faveur de l'existence d'une faible corrélation $N^*\omega$.

La production simultanée (dans environ 27% des événements) d'un N^* et d'un ω^0 réduit la "vraie multiplicité" des événements correspondants de sept à quatre particules : de $\pi^+p \rightarrow p \ 3\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ à $\pi^+p \rightarrow N^* \omega \pi^+ \pi^-$. Nous avons cherché à ramener cette multiplicité à deux ou trois, en cherchant à associer les pions restant soit avec le N^* (résonance $N^* \pi$ ou $N^* \pi \pi$), soit avec le ω^0 (résonance $\omega \pi$ ou $\omega \pi \pi$), soit entre eux (résonance $\pi^+ \pi^-$). Enfin, nous avons examiné la possibilité d'une résonance $N^* \omega$. Aucune de ces recherches n'a été concluante; la seule observation que nous puissions rapporter est qu'en moyenne le π^- est émis dans une direction plus voisine de celle du ω^0 que de celle du N^* alors que l'inverse vaut pour le π^+ .

Nous avons également étudié (fig 42m) le diagramme à deux dimensions $M(p \ \pi^+)$ versus $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ en ne considérant cette fois que les combinaisons $p \ \pi^+$ et $\pi^+ \pi^- \pi^0$ bâties sur le même π^+ . Considérons pour chaque bande de masse $\pi^+ \pi^- \pi^0$ la proportion de combinaisons $\pi^+ p$ contribuant à la bande de masse du N^* . Cette proportion paraît varier (décroître) linéairement. Pour la bande de masse du ω^0 , nous devons cependant distinguer les combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ contribuant au fond statistique et les combinaisons correspondant réellement à la résonance ω . Aux premières doit correspondre une proportion de combinaisons $\pi^+ p$ dans la bande du N^* conforme à la loi linéaire définie par l'ensemble du spectre, mais, si l'on admet que le même π^+ ne peut participer à la fois des deux résonances N^* et ω , la proportion de combinaisons $\pi^+ p$ dans la zone du N^* correspondant aux secondes doit être moindre : c'est celle que l'on attend pour une répartition statistique des masses $\pi^+ p$ en l'absence de production de N^* . Ainsi, négligeant l'éventualité d'une interférence constructive (peu

probable du fait de la stabilité relative du ω), on s'attend à ce que la variation de la proportion des combinaisons $\pi^+ p$ de la zone du N^* présente une discontinuité pour la région du ω^0 . De fait nous observons bien sur la figure 42m une dépopulation relative de la zone de recouvrement $N^* \omega$. Appliquant le raisonnement précédent dans l'hypothèse d'une production de 60% de N^* et 42% de ω^0 , nous estimons que la dépopulation devrait atteindre $(4 \pm 1,5)\%$ du total des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ dans la zone du ω^0 . Ce chiffre est compatible avec la dépopulation effectivement observée.

4.26- Observation du $f^0 \rightarrow 4 \pi$

La figure 42n montre le spectre de masse effective $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ observé dans le canal A. L'épaulement observé dans la région du f^0 est peu significatif, mais si l'on se restreint à l'examen des combinaisons $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ représentant un transfert $\Delta^2(4 \pi / \pi \text{ inc}) < 1 \text{ GeV}^2$, on obtient l'histogramme en pointillé, sur lequel le pic du f^0 se détache nettement. Sur les deux histogrammes l'estimation du nombre de f^0 (par interpolation linéaire du fond statistique à partir des intervalles voisins) est compatible avec 40 événements, c'est à dire avec une section efficace de production de $17 \mu \text{ b}$. Le fait que la majorité des f^0 ait une faible valeur de transfert peut être considéré comme un indice en faveur de la production à deux corps $\pi^+ p \rightarrow N^*$. La mesure du rapport de branchement $f^0 \rightarrow 4 \pi / f^0 \rightarrow 2 \pi$ nécessite l'étude de la production de f^0 dans notre lot de quatre branches; cette étude est actuellement en cours.

4.27 - Observation du X^0

La figure 42 o montre la distribution de masse effective $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$, pour le canal B. Le pic du X^0 , bien qu'il ne comporte qu'un faible nombre de combinaisons, se détache clairement sur le fond statistique pratiquement nul en cet endroit de l'échelle de masse. Des 17 combinaisons $2\pi^+ 2\pi^-\pi^0$ appartenant à la zone 0.93 à 0.99 Gev, 15 possèdent une configuration $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans la bande du η^0 (533 à 563 Mev) et sont par suite compatibles avec le schéma $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$

La répartition des candidats X^0 sur un diagramme P_L versus P_T (fig 42 p) montre qu'une partie importante de X^0 sont produits dans des réactions périphériques à deux corps $\pi^+ p \longrightarrow N^* X^0$.

La section efficace de production du X^0 dans l'ensemble du canal B est $50 \pm 20 \mu b$, compte tenu des autres désintégrations possibles au X^0 (412).

412 - Le rapport $X^0 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-\pi^0$ (ou γ)/total est 0.12 ± 0.02 cf G.R. Kalbfleisch et al, Phys Letters 13, 349 (1964); Badier et al, Phys Letters 17, 337 (1965), G.W. London et al, Phys Rev 143, 1034 (1966).

4.28 - Observation du η^0

Le spectre de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ (fig 42i) indique, à côté d'une production importante de ω^0 , une certaine contribution de η^0 , peu visible sur le spectre général où les candidats η^0 sont partagés entre les canaux $0,53 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,55$ et $0,55 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,57$ GeV, mais tout à fait significatif (détail) dans le même spectre déplacé de 10 MeV, dans lequel les η^0 sont concentrés dans le canal $0,54 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,56$ GeV. Dans ce diagramme les combinaisons hachurées appartiennent à des candidats X^0 (413) et doivent être exclus pour l'estimation de la production directe de η^0 . Il reste un excédent de ~ 70 événements au dessus de l'espace de phase dans la région du η^0 . La section efficace de production de η^0 , à l'exclusion des produits de la désintégration du X^0 et compte tenu des modes neutres de désintégration du η^0 (414), est $\sigma = 100 \pm 20 \mu\text{b}$.

La sélection des combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ émises vers l'avant semble favoriser les η^0 . La meilleure sélection obtenue est celle où nous imposons la condition que chacun des π de la combinaison $\pi^+\pi^-\pi^0$ soit émis vers l'avant à l'intérieur d'un cône de $2 \times 60^\circ$ ($\cos\theta > 0.5$) d'ouverture (fig 42q). Cette condition combine une sélection des faibles valeurs Q et une sélection des faibles angles d'émissions des systèmes $\pi^+\pi^-\pi^0$.

413- Les candidats X^0 sont définis par la relation :
 $0,93 < M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0) < 0,99$ GeV.

414- Nous avons adopté la valeur du rapport de branchement
 $\pi^+\pi^-\pi^0$ (ou γ) / total = $0,27$.

4.3 - LA DISTRIBUTION D'IMPULSION DES

RESONANCES ET LA NATURE DES MECANISMES

DE PRODUCTION

4.31 - Dépendance angulaire de la production de résonances.

a) Le N^*

La distribution angulaire (dans le centre de masse global de l'interaction) des systèmes π^+p appartenant à la zone du N^* (409), est tout à fait semblable à celle des systèmes π^-p appartenant à la même zone de masse; toutes deux ressemblent à la distribution générale des protons, que nous avons déjà montré en fig . Les valeurs du paramètre d'asymétrie sont $-0,37 \pm 0,03$, $-0,32 \pm 0,03$ pour chacune de ces distributions respectivement dans le canal A et $-0,34 \pm 0,02$ - $-0,28 \pm 0,03$ et $-0,34 \pm 0,02$ dans le canal B.

Correlativement l'examen des spectres de masse partiels $p\pi^+$ pour divers intervalles de l'angle d'émission des systèmes $p\pi^+$ montre que le signal N^* , bien que légèrement favorisé par les directions d'émission vers l'arrière, reste du même ordre de grandeur quelque soit cet angle.

La tendance générale des protons à être émis vers l'arrière ne peut donc se subordonner à l'existence d'une direction privilégiée d'émission du N^* .

b) Le ρ^0

Les distributions angulaires des systèmes $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$ sont piquées vers l'avant. Si l'on se restreint à l'examen des systèmes $\pi\pi$ appartenant à la région du $\rho^0(409)$ on obtient trois distributions angulaires compatibles entre elles; les valeurs du paramètre d'asymétrie sont $0,19 \pm 0,03$, $0,17 \pm 0,04$ et $0,18 \pm 0,07$ pour chacune de ces distributions respectivement. Nos données ne nous permettent donc pas de distinguer la distribution angulaire des résonances ρ^0 de celles des associations statistiques $\pi\pi$ de masse comparable.

c) Le ω^0

La figure 43-a montre la variation du paramètre d'asymétrie des distributions angulaires des combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ en fonction de la masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$. Le paramètre d'asymétrie varie continûment avec la masse effective des 3π , sauf dans la région du ω^0 . L'interpolation à partir des points extérieurs à cette région donne $A_S \simeq 0,23$ alors que la valeur observée est $A_S = 0,32 \pm 0,02$. D'autre part la valeur obtenue pour l'ensemble des combinaisons 3π de même masse mais de charge non nulle est $0,23 \pm 0,02$ en bon accord avec la précédente interpolation. Compte tenu de l'hypothèse d'un taux de production de ω^0 de 42%, le paramètre d'asymétrie pour les résonances ω^0 seules est donc de $0,43 \pm 0,05$: les combinaisons résonnantes sont émises vers l'avant $\simeq 1,6$ fois plus fréquemment que les associations statistiques.

Ce résultat est corroboré et précisé par l'examen des spectres de masse partiels des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour divers intervalles de l'angle d'émission des systèmes $\pi^+ \pi^- \pi^0$ un ajustement indique que $(67 \pm 5)\%$ des résonances ω^0 sont émises dans un cône vers l'avant de $2 \times 66^\circ$ d'ouverture ($\cos \theta^* > 0,4$) contre $(46 \pm 5)\%$ seulement des combinaisons statistiques de masse effective comparable⁽⁴¹⁵⁾ (fig 43b). Le fond reste malgré tout considérable et cette technique ne permet pas d'isoler de façon satisfaisante un lot purifié de ω^0 .

La tendance des ω^0 à être émis vers l'avant est également manifeste dans l'examen des distributions du moment longitudinal des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ en fonction de leur masse effective. On observe en effet un déplacement du centre de gravité de P_L pour la région du ω^0 ($\langle P_L \rangle = 160 \pm 14$ Mev/c au lieu de 110 ± 10 dans les régions de masses effectives voisines). La largeur de la distribution de P_L et celle de P_T restent de largeur comparable dans la région du ω^0 et dans les régions de masses effectives voisines; on n'observe pas le rétrécissement qui caractériserait une production fortement périphérique.

415)- Noter que le modèle statistique ne prévoit qu'une proportion de 30% dans le même cône.

4.32- Dépendance en transfert des résonances.

Dans les interactions pion-proton de faible multiplicité, la nature périphérique des réactions est le plus souvent caractérisée par la petitesse du transfert d'impulsion observé entre le méson incident et les mésons et résonances mésoniques sortantes, ou entre le proton incident et le baryon ou la résonance baryonique sortante.

a) Le N^{*}

La figure 43c montre la variation, en fonction du transfert Δ^2 , de la section efficace de production des systèmes $p\pi^+$ appartenant à la zone du $N^{*(409)}$. La courbe tracée sur la même figure montre la variation prédite par le modèle statistique. Par rapport aux prédictions de ce modèle, on observe une surpopulation dans la région des faibles transferts. Une surpopulation semblable est déjà visible dans le spectre de transfert des protons seuls (fig 32f): le transfert du proton incident à un système πp quelconque et le transfert proton-proton sont en effet fortement corrélés ⁽⁴¹⁶⁾. La figure 43d illustre la corrélation effectivement observée entre les deux transferts pour le lot des combinaisons π^+p de

-416 - Compte tenu de la relation

$$\begin{aligned} \Delta^2(p/\pi p) &= - \left\{ (E_i - E_\pi - E_p)^2 - (\vec{p}_i - \vec{p}_\pi - \vec{p}_p)^2 \right\} \\ &= \Delta^2(p/p) - \left\{ m_\pi^2 + 2E_\pi(E_p - E_i) + 2\vec{p}_\pi(\vec{p}_i - \vec{p}_p) \right\} \end{aligned}$$

nous pouvons en effet écrire :

$$\langle \Delta^2(p/\pi p) - \Delta^2(p/p) \rangle \lesssim 2 \langle E_\pi (E_i - E_p) \rangle$$

masse effective intermédiaire entre 1,14 et 1,28 Gev.

Un test plus détaillé de la variation de la production de N^* en fonction du transfert peut cependant être réalisé, moyennant quelques hypothèses supplémentaires. On peut en effet évaluer le spectre de transfert des combinaisons résonnantes π^+p seules, débarassées du fond statistique qui les accompagne, à condition de supposer :

- 1) que l'ensemble des systèmes π^+p se compose uniquement d'une superposition de combinaisons résonnantes N^* et de fond statistique.
- 2) que ce fond statistique présente un spectre de transfert identique (aux fluctuations^{pres}) à celui de l'ensemble des combinaisons π^-p .

Ces hypothèses ne peuvent naturellement être rigoureusement démontrées, mais ce sont les plus simples que l'on puisse faire; à leur appui, nous ferons les trois remarques suivantes :

- 1) en dehors du N_{1236}^* , on ne connaît pas d'autres isobares d'isospin 3/2 susceptibles de contribuer pour une part significative aux spectres de masse π^+p étudiés⁽⁴¹⁷⁾.

Appliquée au modèle statistique, cette formule prédit que la différence des transferts aux systèmes πp et au proton seul est, en moyenne, plus petit ou de l'ordre de 0,4 Gev²; c'est bien l'ordre de grandeur de la corrélation observée sur la figure 43d.

417- La seule résonance susceptible de contribuer à ces spectres est le N_{1670}^* , mis en évidence dans l'analyse de la section efficace totale de diffusion π^+p en fonction de l'énergie

2) le spectre de masse π^-p est parfaitement compatible avec une production purement statistique de ces systèmes.

3) la production de ρ^0 ou de ω^0 ne saurait introduire de distinctions importantes entre les systèmes π^+p et π^-p , du fait de la contribution à parts égales au sein de ces résonances des deux états de charge des pions (418).

Conformément aux hypothèses faites, le spectre de transfert des N^* s'obtient par soustraction des spectres de transfert des combinaisons $p\pi^+$ et $p\pi^-$, ce dernier étant préalablement normalisé à l'ensemble des combinaisons $p\pi^+$ non résonnantes :

$$\frac{dN}{d\Delta^2} = \frac{dN^+}{d\Delta^2} - \frac{3-\alpha}{2} \frac{dN^-}{d\Delta^2}$$

dans cette expression dN , dN^+ et dN^- représentent le nombre de N^* , de combinaisons π^+p et de combinaisons π^-p appartenant

(Devlin et al, Phys Rev Letters, 14, 1031 (1965)). L'amplitude de l'épaule visible sur la courbe de section efficace en fonction de l'énergie cinétique incidente vers 850 Mev ne représente qu'environ 6% de l'amplitude du pic du N^*_{1236} .

418- La distorsion introduite par la production des principales résonances (N^* et ρ^0 ou N^* et ω^0) peut s'évaluer de la façon suivante : soit α le taux de production de N^* , et β le taux de production de ρ^0 . Dans l'approximation d'une production non corrélée de ces résonances, les événements du canal A se répartissent en :

$\alpha \beta \%$	$p\pi_r^+ \pi^+ \pi^- \pi_e^+ \pi_e^-$	a)
$\alpha (1-\beta) \%$	$p\pi_r^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	b)
$(1-\alpha)\beta \%$	$p\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi_e^+ \pi_e^-$	c)
$(1-\alpha)(1-\beta) \%$	$p\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	d)

à la bande de transfert $d\Delta$, et le taux de production de N^* . Prenant $\alpha \simeq 0,6 \pm 0,1$, nous avons tracé sur la figure 43e les spectres de transfert ainsi attribués au N^* dans les canaux A et B. Les barres d'erreurs portées sur ce spectre tiennent compte à la fois des fluctuations statistiques sur les spectres des combinaisons $p\pi^+$ et $p\pi^-$ et de l'incertitude sur α . Pour comparaison nous avons porté en pointillé sur la même figure le spectre des combinaisons $p\pi^-$ de masse voisine du N^* ($1,14 < M(p\pi^-) < 1,28$ Gev), normalisé au même nombre d'événements. Dans chacun des canaux A et B les spectres attribués aux combinaisons résonnantes sont déplacés vers les faibles valeurs du transfert; dans les deux cas, cependant, on observe encore une production significative de résonances à grand transfert.

où les indices r, e désignent les pions appartenant à un N^* ou à un e^0 respectivement. Désignant alors par $A_r, A, A_e, B_r, B, C, C_e, D$ les spectres respectifs (normalisés à l'unité) des combinaisons πp suivant la nature résonnante ou non résonnante du π considéré et suivant chacun des quatre canaux a), b), c) et d), on obtient pour expression de la distorsion introduite entre les spectres des combinaisons πp non résonnantes et celui des combinaisons $\pi^- p$:

$$\delta = (1 - \alpha)(1 - \beta) \left\{ (D - B) \right\} + \frac{(1 - \alpha)}{2} \left\{ (C_e - A_e) + (C - A) + \frac{1}{2} (C - C_e) \right\}$$

Dans l'hypothèse de la validité du modèle statistique, cette distorsion est négligeable: chaque contribution positive est en effet compensée par une contribution négative très voisine. Ce raisonnement peut immédiatement s'étendre au canal B (production de N^* et de ω^0).

Ces résultats sont qualitativement⁽⁴¹⁹⁾ corroborés par l'étude des spectres partiels de masse effective π^+p pour divers intervalles de transfert. Le signal du N^* est significativement renforcé aux faibles valeurs du transfert, mais reste présent pour toutes valeurs de ce paramètre.

La production de N^* à faible transfert peut être interprétée comme une indication en faveur des mécanismes d'échange souvent invoqués dans les interactions à plus faible multiplicité. Nous discuterons, au chapitre suivant, le rôle possible de O.P.E. dans la formation des isobares, en étudiant la distribution angulaire des produits de désintégration dans le centre de masse de la résonance. Notons dès à présent que l'échange d'un π est interdit dans le canal B pour tous les diagrammes de Feynman dans lesquels le N^* serait produit seul au vertex baryonique (conservation de la g-parité). La similitude des spectres de transfert attribués au N^* dans les deux canaux semble dès lors indiquer que ces mécanismes ne jouent pas de rôle déterminant dans la formation des isobares dans le canal A⁽⁴²⁰⁾.

419) - Une étude quantitative est compliquée par la présence des distorsions du spectre π^+p mentionnées dans la section 4.22

420) - On sait que la forme de la section efficace différentielle $\partial\sigma/\partial\Delta^2$ pour les réactions $\pi^+p \rightarrow N^{*++}\pi^0$ (échange d'un π autorisé) et $\pi^+p \rightarrow N^{*++}\omega$ (échange d'un π interdit par la conservation de la g-parité), comparables du point de vue de la masse des particules produites, est très différente; cf par ex. M. DEUTSCHMANN et al. Phys. Letters 19, 608 (1965).

b) Le ρ^0

Un examen aussi détaillé de la dépendance de la production de ρ^0 en fonction du transfert n'est pas possible, à cause des difficultés déjà mentionnées : importance réduite du signal ρ^0 dans le spectre total $\pi^+\pi^-$, position du pic dans ce spectre de masse. L'examen du spectre de transfert des combinaisons $\pi^+\pi^-$ dans la région du $\rho^0(409)$ paraît être le test le plus critique, $\sim 30\%$ des combinaisons de cette région de masse effective étant supposées former un ρ^0 . On n'observe cependant sur le diagramme aucun excès de combinaisons $\pi^+\pi^-$ aux faibles valeurs de transfert, relativement à l'espace de phase ou par comparaison avec les spectres de combinaison $\pi^+\pi^+$ ou $\pi^-\pi^-$ dans les mêmes conditions. Les mécanismes de nature "statistiques", ou "centraux", dominant donc largement la production de cette résonance.

c) Le ω^0

L'examen de la distribution angulaire des combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ avait déjà montré la tendance des ω^0 à être émis vers l'avant. Cette tendance est confirmée par l'étude de la dépendance de la production de ω^0 en fonction du transfert. Sur la figure 43f le spectre de transfert des combinaisons neutres de 3π appartenant à la bande de masse du ω^0 est comparé au spectre de transfert des combinaisons chargées dans les mêmes conditions. Les faibles transferts sont plus fréquents pour les combinaisons neutres, qui comprennent les résonances ω^0 .

L'examen des spectres partiels de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour divers intervalles de variation du transfert

corrobore ce résultat. Sur la figure 43g on a tracé le spectre de masse effective des combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ présentant un transfert inférieur à $1,37 \text{ GeV}^2$; la forme du fond statistique a été estimée à l'aide du spectre des combinaisons de 3π chargées. Un ^{ajustement} indique que $(50 \pm 5)\%$ des résonances ω^0 remplissent la condition $\Delta^2 < 1,37$, contre $(40 \pm 5)\%$ seulement des combinaisons statistiques de masse effective comparable.

4.4 - RESONANCES : LA DISTRIBUTION ANGULAIRE

DES PRODUITS DE DÉSINTÉGRATION

4.41- La distribution angulaire de désintégration du N^*

Si le N^* est produit par l'intermédiaire de l'échange d'un π avec le proton incident, la distribution angulaire des produits de la désintégration $N^* \rightarrow p \pi$ doit être anisotrope; appelant θ l'angle évalué dans le centre de masse du système πp entre le proton incident et le proton sortant, on doit en effet observer une distribution angulaire de la forme (421) :

$$P(\cos \theta) d(\cos \theta) = \frac{1}{4} (3 \cos^2 \theta + 1) d(\cos \theta)$$

Définissant le paramètre d'anisotropie A_n comme le rapport $(o - M) / (o + M)$ où M désigne la population de la bande $-0,5 < \cos \theta < 0,5$ et o la région complémentaire $|\cos \theta| > 0,5$, la valeur attendue pour ce paramètre est $\frac{12}{32} = 0,375$.

421 - Preuve : pour former un $N^* (3/2^+)$ le π et le p doivent se trouver dans un état de moment angulaire relatif égal à 1. Choisisant comme axe de quantification de ligne de vol proton incident- π échangé, la projection du moment angulaire relatif de ces deux particules sur cet axe est nécessairement nul. Le nombre quantique magnétique de l'isobare est donc nécessairement identique au nombre quantique magnétique du proton

La figure 44a montre la distribution angulaire des produits de désintégration des systèmes π^+p appartenant à la bande de masse du $N^{*(409)}$; cette distribution, bien qu'asymétrique - elle est légèrement piquée vers l'avant - se caractérise par une faible valeur du coefficient d'anisotropie défini ci-dessus, soit $0,06 \pm 0,02$ et $0,08 \pm 0,02$ pour les canaux A et B respectivement; des valeurs très semblables sont obtenues pour les systèmes π^-p dans la même zone de masse. Il n'existe donc pas d'indication en faveur d'une production par O.P.E. de la résonance N^{++} .

La table IV-3 contient les valeurs des paramètres d'asymétrie ($A_S = (F - B) / (F + B)$) et d'anisotropie des distributions angulaires du système π^+p et π^-p dans le centre de masse πp pour divers intervalles de masse effective. Les paramètres d'asymétrie sont généralement plus faibles pour les combinaisons $p\pi^+$ que pour les combinaisons $p\pi^-$,

incident, soit $1/2$, soit $-1/2$. Ce dernier n'étant pas polarisé les deux états de spin $|3/2, 1/2\rangle$ et $|3/2, -1/2\rangle$ de l'isobare sont équiprobables. Décomposant chacun de ces états en moment angulaire relatif ($=1$) du π et du p de désintégration et en spin du proton sortant ($=1/2$), on a :

$$|3/2, 1/2\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 1/2, 1 - 1/2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 1/2, 0, 1/2\rangle$$

$$|3/2, -1/2\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 1/2, 0, -1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 1/2, -1, 1/2\rangle$$

La distribution angulaire cherchée est donc :

$$P(\cos\theta) d(\cos\theta) = \frac{1}{2} \int_{\varphi} \left\{ \left| \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^1 + \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0 \right|^2 + \left| \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0 + \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^{-1} \right|^2 \right\} d\varphi d(\cos\theta)$$

$$= \frac{1}{4} (3 \cos^2\theta + 1) d(\cos\theta)$$

particulièrement dans la région de $N^*(1236)$. Les combinaisons résonnantes $p\pi^+$, à moins d'interférence dans l'état final ou de violation de la parité, doivent en effet se désintégrer de façon symétrique dans leur propre centre de masse, tandis que les combinaisons non résonnantes donnent une distribution (p,p) piquée vers l'avant (reflet de la tendance du proton à se diriger vers l'arrière dans le centre de masse global de l'interaction). Si nous ne connaissons pas la forme exacte de cette dernière distribution, il est permis de la supposer compatible (aux fluctuations statistiques près) avec la distribution angulaire des combinaisons π^-p de masse effective similaire ⁽⁴²²⁾. Sur la base de cette hypothèse, nous pouvons déduire, par comparaison entre les distributions angulaires des combinaisons π^+p et π^-p , le taux de production de "résonances" π^+p ⁽⁴²³⁾; le taux de "résonances" désigne donc ici la partie des combinaisons π^+p

422- Cette hypothèse s'appuie sur des arguments de vraisemblance comparables à ceux que nous avons exposés au paragraphe 4.32a).

423- Le calcul est conduit de la façon suivante: supposant un taux de production de résonances π^+p égal à α , la distribution des combinaisons π^+p est décrite par :

$P(\cos \theta) d(\cos \theta) = (3-\alpha) \varphi(\cos \theta) d(\cos \theta) + \alpha R(\cos \theta) d(\cos \theta)$
 où $\varphi(\cos \theta)$ désigne la distribution des combinaisons non résonnantes et R celle des combinaisons résonnantes (R est symétrique). Suivant nos hypothèses, les combinaisons π^-p sont décrites par :

$$\bar{\Phi}(\cos \theta) d(\cos \theta) = 2 \varphi(\cos \theta) d(\cos \theta) \quad \left(\int \varphi(\cos \theta) d(\cos \theta) = 1 \right)$$

soit:

$$P(\cos \theta) d(\cos \theta) = \frac{3-\alpha}{2} \bar{\Phi}(\cos \theta) d(\cos \theta) + \alpha R(\cos \theta) d(\cos \theta)$$

caractérisée par une distribution angulaire symétrique. Le taux ainsi obtenu est de $(81 \pm 26)\%$ dans le canal A et $(94 \pm 21)\%$ dans le canal B.

L'examen de la répartition de ces combinaisons "résonnantes" en fonction de la masse effective π^+p indique (fig 44b) qu'elles sont surtout concentrées dans la région du N^*_{1236} , mais qu'elles s'étendent aussi au delà de cette zone, bien plus que la formule de Jackson ne le laisse prévoir; sur la même figure, nous avons porté pour comparaison l'excès de combinaisons π^+p observé au dessus de l'espace de phase dans les spectres de masse π^+p , en supposant un taux de production de cet excès de 75%.⁽⁴²⁴⁾ Dans la mesure où nos hypothèses préliminaires sont justifiées, l'accord observé confirme la nature "symétrique" de l'excès de combinaisons π^+p observé dans chaque canal au dessus de l'espace de phase.

L'intégration de 0 à 1 et de -1 à 0 de cette équation conduit à la relation $\alpha = 3 \frac{As^- - As^+}{As^-}$, où $As^\pm$ désigne les paramètres d'asymétrie des distributions angulaires des combinaisons π^+p ou π^-p respectivement.

424- Ce chiffre est à ce niveau arbitraire mais il sera justifié par la suite (section 4.64)

4.42 - La distribution angulaire de désintégration du ρ^0

Si le ρ^0 est produit par l'intermédiaire de l'échange d'un π avec le pion incident, la distribution angulaire du π^+ de désintégration par rapport au π incident - évaluée dans le centre de masse de la résonance - devrait être de la forme :

$$P(\cos \theta) d(\cos \theta) = \frac{2}{3} \cos^2 \theta d(\cos \theta)$$

Nous avons examiné cette distribution angulaire pour les combinaisons $\pi^+\pi^-$ appartenant à la bande de masse du $\rho^{(409)}$; cette distribution est compatible avec une simple distribution isotrope.

Nous avons également examiné la distribution angulaire de l'angle θ_H évalué dans le centre de masse du système $\pi^+\pi^-$ entre le π^+ de désintégration et la ligne de vol du ρ^0 dans le centre de masse global de l'interaction. Si l'on se restreint à l'examen des combinaisons $\pi^+\pi^-$ appartenant à la bande de masse du ρ^0 et pour lesquelles le carré du quadri-moment transféré $(p_C - p_p)^2$ entre le système $\pi^+\pi^-$ ($_{(425)}\bar{c}$) et le proton incident ($=b$) est supérieur à 3 Gev^2 alors une certaine contribution en $\cos^2 \theta$ apparaît dans la distribution angulaire. La figure 44c montre (figure du bas) la

425- Ce quadrimoment de transfert est généralement noté u dans la littérature et nous emploierons cette notation par la suite; pour des raisons tenant à la forme des spectres de Δ^2 et u , et aux incertitudes sur la mesure de ces paramètres, plusieurs auteurs ont proposé d'utiliser u plutôt que Δ^2 pour séparer une production périphérique de résonances. cf par ex: K. Steinberger, Diplomwork Bonn 1966.

distribution observée pour les combinaisons $\pi^+ \pi^-$ appartenant à la bande de masse effective du ρ^0 ($0,67 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,85$ GeV, et (figure du haut) la distribution observée pour les combinaisons $\pi^+ \pi^-$ appartenant aux bandes de masse voisines ($0,49 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,67$ GeV et $0,85 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,03$ GeV). Les courbes tracées sont les meilleurs ^{ajustements} pour une distribution de la forme $(1 - \alpha) + 3 \alpha \cos^2 \theta_H$, où α représente la proportion de combinaisons $\pi^+ \pi^-$ contribuant au terme en $\cos^2 \theta_H$. Dans la bande de masse du ρ^0 , on obtient pour α la valeur $0,31 \pm 0,06$ et une probabilité de χ^2 de 81%.

La figure 44d montre la distribution de masse effective $p\pi^+$ pour les deux combinaisons $p\pi^+$ associées à un couple $\pi^+ \pi^-$ appartenant à la bande du ρ^0 et ayant une valeur $u > 3 \text{ GeV}^2$. Il semble qu'un N^* soit le plus souvent associé aux ρ^0 "périphériques" définis de cette façon. Aussi dans une seconde étape la distribution angulaire en $\cos \theta_H$ des combinaisons $\pi^+ \pi^-$ appartenant à la bande du ρ^0 avec une valeur $u > 3 \text{ GeV}^2$ et associées avec au moins l'une des deux combinaisons $p\pi^+$ restantes dans la bande du N^* a été examinée. La valeur de α ~~ajustée~~ sur cette distribution est $= 0,31 \pm 0,06$ et la probabilité de χ^2 est de 90%.

Cet effet en $\cos^2 \theta_H$ pourrait être induit par quelque réflexion de la production du N^* ; nous avons vérifié (fig 44e) que le spectre de masse effective $p\pi^+$ formée par le proton et le π^+ appartenant aux combinaisons $\pi^+ \pi^-$ de la bande du ρ^0 et présentant une valeur de $u > 3 \text{ GeV}^2$ ne présentait pas de structure importante dans la région du N^* . Sur la même figure nous présentons le spectre des combinaisons $p\pi^-$ soumises aux mêmes critères de sélection; le spectre des combinaisons $p\pi^+$ est

compatible avec ce dernier; les courbes tracées sur la figure représentent la distribution prédite par le modèle statistique.

En dernière analyse, nous attribuons donc l'effet en $\cos^2 \theta_H$ observé à un alignement du spin de la résonance ρ^0 par rapport à la ligne de vol de celle-ci (la projection du spin le long de cet axe étant nulle). Environ 20% des résonances ρ^0 produites dans les interactions du canal A seraient affectées par cet alignement.

4.43 - La distribution angulaire de désintégration du ω^0

La distribution angulaire de la normale au plan de désintégration du ω^0 par rapport à la ligne de vol du ω^0 dans le centre de masse global de l'interaction, (distribution angulaire comparable à celle que nous venons d'étudier pour le ρ^0) est compatible avec une distribution isotrope.

Par contre, la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration du ω^0 par rapport à la ligne de vol du π incident suggère un léger effet en $\cos \theta$. La figure 44f montre cette distribution pour les combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ appartenant à la bande de masse du ω^0 ($0,753 < M \pi^+ \pi^- \pi^0 < 0,813 \text{ GeV}$). Pour éviter toute ambiguïté dans la définition de la normale au plan de désintégration, la distribution a été repliée autour de $\cos \theta = 0$. La courbe montre le meilleur ^{ajustement} ~~fit~~ obtenu pour une distribution de la forme $(1 - \alpha) + 3\alpha \cos^2 \theta$. ^{L'ajustement} ~~Le fit~~ donne pour valeur de $\alpha = 0,09 \pm 0,03$ et une probabilité de χ^2 de 4%; dans cette hypothèse environ 20% des résonances ω produites présenteraient un alignement du spin par rapport à la ligne de vol du π incident, la projection de ce spin le long de cet axe étant nul. Cet alignement pourrait être interprété comme une évidence en faveur de la nature périphérique des résonances ω^0 concernées. Nous devons noter cependant que l'effet en $\cos^2 \theta$ que nous venons d'observer n'est pas augmenté par la sélection des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ de la bande de masse du ω^0 qui présentent un faible transfert ou un grand quadrimoment u .

4.5 - RESONANCES : DISTORSION DU SPECTRE DE MASSE

EN FONCTION DE LA VITESSE D'EMISSION (DANS LE CENTRE DE
MASSE GLOBAL DE L'INTERACTION).

4.51 - Introduction

Nous avons vu aux chapitres précédents que la production de résonances, en particulier celles de N^* , de ρ^0 et de ω^0 , contribuait largement aux canaux A et B. Nous avons aussi reconnu⁽⁴²⁶⁾ que les spectres de masse $p\pi^+$ étaient très mal décrits par une superposition d'espace de phase et de résonance, si l'on imposait à cette résonance la forme proposée par JACKSON⁽⁴⁰⁵⁾ ; pourtant les spectres de masse $p\pi^0$ et $p\pi^-$ s'accordent bien avec les prédictions du modèle statistique. Pour cette raison nous avons préféré décrire les spectres de masse π^+p par une superposition d'espace de phase et d'un excès de forme empirique; au chapitre précédent, nous avons

426) Cf section 4.22 et 4.32 a). La déformation observée ne peut être expliquée par une production éventuelle de N_{1670}^* : d'une part la section efficace de production de cette résonance devrait atteindre $\sim 30\%$ de la section efficace de production du N_{1236}^* , ce qui est tout à fait invraisemblable si l'on considère que le rapport d'intensité de ces deux résonances dans le spectre de section efficace totale π^+p en

établi, moyennant l'hypothèse que les combinaisons π^+p formant le fond statistique se comportent comme les combinaisons π^-p que cet excès, pour une large part au moins, était composé de combinaisons π^+p possédant la propriété de se désintégrer de façon symétrique dans leur propre centre de masse, propriété que doivent également posséder les combinaisons résonnantes.

La médiocrité de la description des résonances par les fonctions d'excitation ne semble pas l'apanage du N^* . Sur la figure 42f, on peut voir que la région du ϵ^0 dans le spectre $\pi^+\pi^-$ est assez mal décrit par la fonction que nous avons ajustée, et nous avons déjà mentionné dans la section 4.24 la présence d'une queue de distribution pour les combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ présentant les caractères du ω^0 .

Dans ce qui suit, nous allons nous efforcer de montrer que - nonobstant les écarts possibles entre le spectre de vitesse de ces résonances et les prédictions du modèle statistique (écarts éventuellement induits par une dépendance en transfert de la résonance considérée), l'observation de ces résonances dépend de leur vitesse dans le centre de masse global de l'interaction. Plus précisément, la forme du spectre de masse effective de la résonance dépend de cette vitesse. Cet effet sera d'abord démontré à propos des N^* produits dans chacun des canaux A et B. Par la suite, nous supposerons que l'existence d'un tel effet est lié à la brièveté de la vie du

fonction de l'énergie est $\sim 6/100$; d'autre part la déformation observée affecte l'ensemble du spectre π^+p , provoquant un déplacement de l'ordre de 20 Mev du pic du N_{1236}^* en dessous de la valeur attendue (~ 1205 au lieu de ~ 1225 Mev), ce dont la production de N_{1670}^* ne saurait rendre compte.

N^{*} et nous appuierons cette hypothèse sur une comparaison entre le méson ρ^0 produit dans le canal A et le méson ω produit dans le canal B, dont les durées de vie diffèrent d'un ordre de grandeur.

Montrons donc tout d'abord que la majeure partie de l'écart observé entre les distributions de masse effective π^+p et les prédictions du modèle statistique peuvent être localisées dans l'ensemble des combinaisons π^+p de faible vitesse dans le centre de masse, et que ces distorsions ne sont certainement pas dues à des biais expérimentaux. Si notre statistique l'avait permis, un examen détaillé du spectre de masse effective π^+p en fonction de la vitesse aurait été le moyen le plus direct d'aborder le problème. Au lieu de cela nous devons nous contenter de diviser les combinaisons π^+p en deux lots seulement, l'un comprenant les combinaisons de basse vitesse, l'autres celles de haute vitesse.

4.52 - Le spectre de vitesse des combinaisons πp

Considérons donc le spectre de vitesse des combinaisons π^+p et π^-p (fig 45a). Les spectres sont très semblables entre eux; tous deux ressemblent aux prédictions du modèle statistique, et cela en dépit de l'importante contribution de N^* au spectre π^+p . Si nous supposons encore (cf sections 4.32a et 4.41) que les combinaisons π^+p qui forment le fond statistique se comportent de façon tout à fait semblable (aux fluctuations près) aux combinaisons π^-p , le spectre de vitesse des combinaisons π^+p participant à l'excès au dessus du fond statistique peut s'écrire :

$$P(\beta^*) d\beta^* = \frac{1}{\mathcal{J}} \left\{ 3 P^+(\beta^*) - (3 - \mathcal{J}) P^-(\beta^*) \right\} d\beta^* \quad (a)$$

où $P(\beta^*)$, $P^+(\beta^*)$ et $P^-(\beta^*)$, normés à l'unité, sont le spectre de vitesse cherché d'une part, et les spectres de vitesse de l'ensemble des combinaisons π^+p et π^-p d'autre part; $\mathcal{J}$ représente le taux de production de l'excès au dessus du fond, soit $\sim 0,75 \pm 0,20$ dans chacun des canaux A et B⁽⁴²⁷⁾.

A cause de la proximité de $P^+(\beta^*)$ et $P^-(\beta^*)$, la forme du spectre $P(\beta^*)$ ne dépend pas de façon critique de la valeur de $\mathcal{J}$: $P(\beta^*)$ reste pour un large éventail de valeurs $\mathcal{J}$ possibles, très voisin de $P^+(\beta^*)$ et de $P^-(\beta^*)$ eux-mêmes, c'est à dire, en fin de compte, très proche de prédiction du modèle statistique, en dépit de la dépendance en transfert

427) Cette valeur proposée pour $\mathcal{J}$ est à ce niveau arbitraire. Elle sera justifiée dans la sections 4.54.

de la production de N^* que nous avons déjà discutée (section 4.32)⁽⁴²⁸⁾.

4.53- Choix d'une coupure en vitesse.

La coupure que nous avons choisie pour diviser les combinaisons π^+p en deux lots de haute et basse vitesse est celle qui sépare les combinaisons π^+p participant à "l'excès au dessus du fond" en deux parties égales. Suivant nos notations, cette coupure β est donnée par :

$$F(\beta) = \int_0^\beta P(\beta^*) d\beta^* = 1/2$$

La fonction $F(\beta)$, déduite de (a) et (b) est dessinée sur la Fig 45b. Compte tenu des fluctuations statistiques sur $P^+(\beta)$ et $P^-(\beta)$, ainsi que de l'incertitude sur $\mathcal{J}$ nous obtenons :

- pour le canal A, $\beta = 0,44 \pm 0,02$
- pour le canal B, $\beta = 0,42 \pm 0,02$

Selon la définition de β , cette coupure doit séparer "l'excès au dessus du fond" dans le spectre de masse π^+p en deux parties égales⁽⁴²⁹⁾.

428) Une faible dépendance en transfert dépeuple les régions avant du diagramme P_L versus P_T au profit des régions arrières, sans modifier sensiblement le spectre de moment intégré sur toutes les directions (comparer fig32d et 32f)

429) A $P(\beta) \sigma_\beta$ près, soit $\sim 5\%$ dans chaque canal.

Nous présentons en figure 45-c et 45-d les spectres de masse effective obtenus pour chacun des lots partiels de haute et basse vitesse dans les canaux A et B. Le pic du N^* apparaît très clairement dans chacun des lots partiels de haute vitesse, tandis que les lots de basse vitesse apparaissent considérablement déformés tout au long de l'échelle de masse.

4.54 - Ajustement du spectre de masse des systèmes π^+p de grande vitesse.

Nous avons cherché si les spectres de masse des systèmes π^+p de grande vitesse pouvaient être décrits par une superposition d'espace de phase et d'un terme résonnant conforme aux travaux de Jackson⁽⁴³⁰⁾. Dans cette hypothèse nous avons ajusté la proportion a de fond statistique participant au spectre des combinaisons de haute vitesse et nous avons obtenu :

- pour le canal A $a = (70 \pm 3)\%$
- pour le canal B $a = (73 \pm 3)\%$.

Les probabilités de χ^2 obtenues pour chacun de ces ajustements, soit $\sim 50\%$ et $\sim 20\%$ respectivement, sont tout à fait raisonnables. Les distributions obtenues ont été tracées sur les figures 45c et 45d (figures du haut). On peut remarquer, en particulier, que le déplacement du pic du N^* tel qu'il est observé, par rapport aux prédictions, est sensiblement réduit, comparé aux résultats obtenus pour l'ensemble des combinaisons π^+p (figures 42a et 42c); cette réduction est liée à la forme de l'espace de phase qui, dans des lots de haute vitesse, pointe aux faibles valeurs de la masse effective.

Donc nous observons que les spectres de masse effective obtenus en nous limitant aux combinaisons de grande vitesse sont convenablement décrits par une simple superposition

430) Nous avons montré au paragraphe 4.22 qu'une telle description ne rendait pas compte de nos observations pour l'ensemble des combinaisons π^+p .

d'espace de phase et d'une fonction de Jackson pour la production de N^* , à l'exclusion de toute déformation. En supposant que les combinaisons statistiques qui forment le fond se répartissent conformément à l'espace de phase non seulement en fonction de la masse effective mais aussi en fonction de la vitesse⁽⁴³¹⁾, nous pouvons déduire des valeurs a obtenues dans l'ajustement précédent les pourcentages a' de fond statistique dans les lots de basse vitesse. Si les combinaisons restantes (proportion $1 - a'$) sont attribuées au N^* , nous pouvons donner le taux de production global de N^* pour l'ensemble des combinaisons de haute et basse vitesse. Ainsi calculé, ce taux de production est de $(78 \pm 11)\%$ et $(70 \pm 8)\%$ pour les canaux A et B respectivement. Ce résultat justifie la valeur $\delta = 75\%$ choisie à priori. Il est compatible avec les valeurs obtenues pour l'excès au dessus du fond statistique dans les sections 4.22 (modification empirique de la fonction de Jackson) et 4.41 (analyse angulaire de la désintégration des systèmes π^+p).

431) Cette supposition est d'autant plus plausible que le spectre de vitesse des combinaisons π^-p et, dans une large mesure, celui de l'ensemble des combinaisons π^+p elles-mêmes suivent de très près l'espace de phase statistique (fig 45-a).

4.55 - Le spectre de masse des systèmes π^+p de basse vitesse

Suivant le développement du paragraphe précédent, nous avons obtenu les pourcentages $\underline{a}$ et $\underline{a}'$ de fond statistique pour chacun des lots de haute et basse vitesse. Ce fond statistique est tracé en pointillé sur les figures 45c et 45d. On vérifie que l'excès au dessus du fond est approximativement d'égale importance dans les deux lots de vitesse, conformément à notre définition de la coupure β pratiquée entre les deux lots. Mais tandis que l'excès au dessus du fond dans les lots de haute vitesse se concentre dans la région du N_{1236}^* , celui des lots de basse vitesse s'étale tout au long de l'échelle de masse.

Si l'on cherche à ajuster les spectres de masse effective des lots de basse vitesse au moyen d'une superposition d'espace de phase statistique et de N^* (décrits par une fonction de Jackson), on obtient une très faible probabilité de χ^2 (de l'ordre de 10^{-4} dans chaque canal). Même si l'on restreint l'ajustement à la région $1,0 \rightarrow 1,5$ Gev, la probabilité de χ^2 obtenue reste médiocre ($< 1\%$). Si de plus, on impose le niveau du fond statistique tel que nous l'avons déduit du niveau du fond statistique dans les lots de haute vitesse, alors la distribution attendue (dessinée en traits pleins sur la figure) s'écarte considérablement du spectre observé, la probabilité de χ^2 pour une telle distribution étant inférieure au millionième.

4.56 - Un biais possible

Nous venons de montrer qu'il était possible de localiser les distorsions des spectres de masse effective π^+p par rapport à l'espace de phase statistique et à la fonction de Jackson décrivant le N^* : ces distorsions n'affectent que les combinaisons π^+p de basse vitesse. Il existe une certaine corrélation entre les faibles vitesses dans le centre de masse et les grandes vitesses dans le laboratoire : l'effet que nous discutons ici pourrait être la conséquence d'erreurs que nous aurions commises dans l'identification des protons rapides. Il est vraisemblable, en effet, que de telles erreurs affectent plutôt les traces rapides (qui présentent une ionisation voisine du minimum) que les traces lentes (pour lesquelles on distingue aisément un π d'un proton par leur ionisation). Pour écarter cette hypothèse, nous avons tracé (fig 45e) les spectres de masse effective π^+p obtenus avec le lot d'événements comportant un proton de moment supérieur à 1,5 Gev/c dans le laboratoire. Ces spectres présentent un signal évident dans la région du $N^*(432)$, ce qui n'est pas le cas des spectres de combinaisons π^+p de basse vitesse dans le CM (comparer figures 45c - 45d et 45e).

432) Nous avons vérifié que ce signal était lié aux combinaisons π^+p de grande vitesse vers l'avant dans le CM; ces combinaisons correspondent, en gros, aux protons les plus rapides dans le laboratoire.

Nous avons établi que les distorsions des spectres π^+p affectent principalement les combinaisons π^+p de faible vitesse dans le centre de masse global de l'interaction. Il nous reste à éclaircir les relations existant entre ces distorsions et la production de $N^{*}_{3/2\ 3/2'}$, relation suggérée par la dépopulation même de la région du N^{*} dans les lots de combinaisons de basse vitesse (cette dépopulation ne peut, nous l'avons montré, être attribuée à une dépendance en transfert de la production de cette résonance), et par la distribution angulaire des systèmes π^+p dans leur propre centre de masse (section 4.42). Dans ce but nous allons examiner successivement le comportement des résonances ρ^0 et ω en fonction de leur vitesse, et le comparer à celui du N^{*} .

4.57 Le comportement du ρ^0 en fonction de la vitesse

L'étude des déformations éventuelles de la forme du méson ρ^0 en fonction de la vitesse est rendue plus difficile encore que celle du N^* par la position défavorable de cette résonance dans le spectre de masse global $\pi^+ \pi^-$ (fig 42f), par l'importance du fond statistique contribuant à ce spectre (il y a six combinaisons $\pi^+ \pi^-$ par événement au lieu de trois combinaisons $p \pi^+$) et par l'absence d'un modèle satisfaisant pour décrire ce fond (tandis que les combinaisons $\pi^- p$ suivent de très près l'espace de phase statistique, permettant de supposer qu'il en était de même pour le fond statistique $\pi^+ p$, les spectres de masse effective $\pi^+ \pi^+$ et $\pi^+ \pi^-$ s'écartent considérablement de ce modèle dans la région des faibles et moyennes masses effectives, peut-être sous l'influence des effets de symétrisation de Goldhaber et Païs (cf sections 1.33 et 4.22)

Pour réduire ces difficultés, nous ne chercherons pas, dans l'étude qui suit, à rendre compte de l'ensemble du spectre $\pi^+ \pi^-$, mais seulement de la région de ce spectre autour du méson ρ^0 (0,65 - 0,87 Gev). Dans cette région, nous supposerons que le fond statistique est convenablement décrit par le modèle statistique, sinon dans son amplitude (qui, dans une première étape, sera laissée libre) du moins dans sa forme. Cette hypothèse constitue une première approximation qui, compte tenu de la largeur réduite de la bande considérée et des fluctuations statistiques, ne saurait être grossièrement erronée. Au reste, nous vérifierons que ces conditions s'appliquent bien au cas des combinaisons $\pi^+ \pi^+$.

La figure 45f présente les spectres de masse partiels $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^+$ dans la bande 0,65 - 0,87 Gev, pour divers intervalles de la vitesse du système $\pi \pi$ dans le centre de masse de l'interaction : la vitesse moyenne allant en croissant, de gauche à droite, de 0,3 à 0,8 fois celle de la lumière. Les premiers intervalles ne montrent pas d'accumulation évidente à la masse du ρ^0 . Cette accumulation apparaît à partir du troisième intervalle et semble se rétrécir continûment au fur et à mesure que la vitesse augmente.

Conformément à nos prémices, nous avons cherché à décrire chacun de ces spectres de masse partiel par une superposition en proportions libres d'espace de phase statistique et de résonance, cette dernière étant décrite par le produit de l'espace de phase et d'une Breit-Wigner de valeur centrale $m_0 = 750$ Mev et de largeur $\Gamma = 120$ Mev. Nous indiquons sur la figure 45f les probabilités de χ^2 obtenues pour chacun des ajustements, ainsi que le nombre de ρ^0 pour chaque intervalle de vitesse tel qu'il est estimé par cette procédure.

Les courbes obtenues sont dans l'ensemble en accord satisfaisant avec les spectres expérimentaux, ce que confirme l'examen des probabilités de χ^2 . Par contre le spectre de vitesse des ρ^0 , tels qu'il est déduit des mêmes ajustements est tout à fait surprenant: l'absence de ρ^0 à basse vitesse et sa très forte production à grande vitesse ne peut en effet être le reflet d'une dépendance en transfert, dépendance que nous n'avons pas observée (cf. section 4.32). D'autre part le fond statistique $\pi^+ \pi^-$ tel qu'il est déduit des mêmes ajustements devrait lui-même se comporter en fonction de la vitesse de façon très différente des combinaisons $\pi^+ \pi^+$: une comparai-

son (figure du bas) des spectres de masse $\pi^+ \pi^-$ avec le fond statistique $\pi^+ \pi^-$ déduit des ajustements précédents nous montre un désaccord manifeste. Le nombre global (intégré sur toutes les vitesses) de combinaisons $\pi^+ \pi^-$ non résonnantes correspond bien à peu près au nombre de combinaisons $\pi^\pm \pi^\pm$ compté dans le même intervalle de masse⁽⁴³³⁾, mais leur répartition est différente : il y a trop de combinaisons statistiques $\pi^+ \pi^-$ à faible vitesse et pas assez à grande vitesse. Nous ne croyons pas qu'un tel désaccord puisse s'expliquer par l'effet Goldhaber (cf sections 1.33, 3.25 et 4.23), qui affecte principalement les régions de plus faibles masses effectives, ni par la présence dans les spectres $\pi^+ \pi^-$ de réflexions du rho, que nous savons également concentrées aux plus faibles valeurs de masse effective.

Aussi proposons nous une deuxième procédure. Supposant que le rho est produit conformément au modèle statistique (en particulier que son spectre de vitesse est conforme à celui du modèle), nous fixons le nombre de ρ^0 dans chacun des spectres partiels⁽⁴³⁴⁾, mais nous laissons libre la largeur de la Breit-Wigner qui les décrits.

433) L'ensemble du spectre de masse $\pi^+ \pi^-$ est normalisé à l'ensemble des combinaisons non résonnantes $\pi^+ \pi^-$.

434) Ce nombre est proportionnel à l'intégrale

$$\int_{0.65}^{0.87} BW(m) \, dm \int_{\beta_1}^{\beta_2} \varphi(m, \beta^*) \, d\beta^* \quad \text{où } \varphi(m, \beta^*) \text{ représente}$$

l'espace de phase statistique et $BW(m)$ la Breit-Wigner qui décrit le ρ . Nous avons pris $m_\rho = 750$ Mev et $\Gamma = 80$ Mev, et nous avons normalisé l'ensemble au taux de production de 63% de ρ^0 pour l'ensemble du spectre de masse global $\pi^+ \pi^-$.

Les résultats de cette deuxième procédure sont rassemblés dans les figures 45g et 45h. La figure 45g, semblable à la précédente, indique que :

- 1) les courbes de distribution et les probabilités de χ^2 obtenues sont dans l'ensemble tout aussi satisfaisantes.
- 2) Le signal du rho se rétrécit de façon significative quand la vitesse augmente : la largeur mesurée est ~ 120 Mev pour $\beta^* = 0,5$, mais ~ 50 Mev pour $\beta^* = 0,8$.
- 3) Nous observons un bon accord entre le fond statistique déduit de l'ajustement et la distribution des combinaisons $\pi^+\pi^+$.

La figure 45h résume la variation observée de la largeur du ρ^0 en fonction de la vitesse.

Nous pouvons rapprocher cette observation de la variation de la largeur du ρ^0 en fonction de la vitesse dans les interactions à haute multiplicité de la variation possible de la largeur du ρ^0 en fonction du transfert dans les interactions à plus faible multiplicité; ce dernier effet, suggéré par Ross et Shaw⁽⁴³⁵⁾, a déjà été observé par F.E.⁽⁴³⁶⁾ James et H.L. Kraybill dans les interactions $\pi^+p \rightarrow p\rho^+$ à 2 Gev/c. La situation pour le ρ^0 pourrait même être plus complexe encore. Une revue des diverses mesures de la largeur du ρ^0 dans diverses situations expérimentales (Table IV-4) indique la largeur observée pour cette résonance varie selon les conditions expérimentales⁽⁴³⁷⁾ : il semble, en particulier que cette largeur observée est d'autant plus petite que la multiplicité considérée est plus élevée.

435) ROSS et SHAW, Phys Rev Letters 12, 627 (1964)

436) F.E. JAMES et H.L. KRAYBILL, Phys Rev 142, 896 (1966)

437) Nous sommes reconnaissants au Dr. WROBLEWSKI d'avoir attiré notre attention sur ce fait.

4.58 - Le comportement du ω^0 en fonction de la vitesse

Nous avons divisé l'ensemble des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ en deux lots de haute et basse vitesse; la coupure choisie ($\beta^* = 0,54$) est telle que les combinaisons résonnantes, si elles étaient produites de façon conforme au modèle statistique, seraient divisées en deux lots d'égale importance. Le fond statistique (normalisé sur la base d'un taux de production de ω^0 de 42% à l'ensemble des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ non résonnantes) a été estimé dans chacun de ces lots par comparaison avec l'ensemble des combinaisons $\pi \pi \pi$ de charge non nulle. Le signal du ω^0 est aussi bien défini dans les deux lots, la résolution expérimentale étant dans chaque cas supérieure à la largeur propre de la résonance. D'autre part nous observons un excellent accord de chacun des continuum avec les distributions de référence, aucun excès au dessus du fond n'apparaît dans le lot de basse vitesse comme c'était le cas pour les combinaisons $p \pi^+$ de basse vitesse (fig 45c et 45d). Enfin, en faisant le diagramme de Dalitz des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour divers intervalles de masse et pour les deux intervalles de vitesse $\beta^* < 0,54$ et $\beta^* > 0,54$, nous avons vérifié que les combinaisons présentant les caractères du ω^0 dans les intervalles de masse plus élevés (0,813 à 0,833 Gev) - se reporter aux discussions du paragraphe 4.24 ainsi qu'à la table IV.2 - ne se trouvaient pas concentrées dans le lot de basse vitesse. Nous n'obtenons donc en aucune manière d'indication en faveur d'un élargissement du ω^0 ⁽⁴³⁸⁾, qui soit

438) Dans les limites de notre résolution expérimentale bien entendu

comparable aux effets observés pour le N^* et le ρ^0 . Pour une comparaison directe avec le ρ^0 , dont la masse est comparable avec celle du ω^0 , nous donnons en figure 45j les spectres des combinaisons $\pi^+\pi^-$ divisés selon la même coupure en vitesse ($\beta^* > 0,54$). Le fond est estimé par normalisation à l'ensemble des combinaisons $\pi^+\pi^-$ non résonnantes de l'espace de phase statistique. On obtient encore un signal d'à-peu-près égale importance dans les deux lots, mais le signal du ρ^0 apparaît nettement plus étroit dans le lot de haute vitesse que dans le lot de basse vitesse.

4.59 - Implications possibles.

L'étude précédente a montré que l'observation du N^* et du ρ^0 dépendait de façon critique de la vitesse d'émission de ces particules dans le centre de masse global de l'interaction. Plus précisément des distorsions considérables des spectres $p\pi^+$ se trouvent associées aux combinaisons de faible vitesse, tandis qu'un rétrécissement important du signal du ρ^0 a été mis en évidence pour les combinaisons $\pi^+\pi^-$ de grande vitesse. Aucun effet semblable n'a pu par contre être détecté pour les résonances ω^0 .

Le N^* et le ρ^0 sont des résonances à grande largeur naturelle, autrement dit à brève durée de vie. Pour $\Gamma = 120$ Mev et $\beta^* = 0,5$, le parcours moyen de ces résonances avant leur désintégration est $\sim 1 F$, longueur caractéristique du rayon d'action des forces nucléaires. Le parcours moyen du ω^0 est environ dix fois plus grand. Peut-être n'est-il pas surprenant que la vitesse de ces résonances soit un paramètre naturel pour la description dynamique des interactions à haute multiplicité.

La vitesse est une quantité relative au système de référence particulier adopté. Le fait que nous ayons pu mettre en évidence cette dépendance dans le système du centre de masse global de l'interaction implique que ce système est le système adéquat pour la description de ces événements, ou du moins représente ce système à un bon degré d'approximation.

Nous venons d'établir que dans les interactions à six branches étudiées, l'observation des résonances à brève durée de vie dépendait de la vitesse d'émission de celles-ci dans le centre de masse de l'interaction. Sans doute les théories des interactions à haute multiplicité devront-elles rendre compte de cet effet. A cet égard, peut-être l'un ou l'autre des schémas suivants (qui ne sont pas sans entretenir des rapports entre eux) pourraient-ils être invoqués :

1) Interaction dans l'état final des produits de désintégration des résonances. ("Effet d'érosion")

Dans ce schéma, nous supposons que les résonances sont produites directement dans le "coeur" de l'interaction et que certaines d'entre elles, celles dont la durée de vie est suffisamment brève et la vitesse d'émission suffisamment petite, se désintègrent avant d'avoir échappé au champ pionique environnant. La diffusion possible des produits de la désintégration de ces résonances dans ce champ pionique relâche les corrélations dynamiques existant entre elles et distord le spectre de masse effective de la résonance.

Le fait que les résonances ρ^0 et ω^0 produites dans ces interactions le soient directement et non à la faveur d'interactions secondaires est suggéré par l'observation de l'égalité de leur section efficace de production ($\sim 0,26\text{mb}$), égalité qui paraît se maintenir à $6,9\text{ GeV}/c$ ⁽⁴³⁹⁾ et à $8\text{ GeV}/c$ ⁽⁴⁴⁰⁾

439) P. SLATTERY et H. KRAYBILL, Bull Am Phys Soc 11, 55 (1966)

440) M. BARDADIN, OTWINOWSKA et al, Institute of Nuclear Research (Warsaw). Report INR 761/VI/PM (Novembre 1966). L'égalité

Il convient cependant d'atténuer la présente observation par la remarque que dans le champ pionique de l'interaction la g-parité n'est pas nécessairement conservée, et que dès lors les processus de formation secondaires du type $\pi\pi \rightarrow \omega$ ne sont pas interdits.

Dans le cadre de ce schéma, la portée du champ pionique entourant l'interaction et susceptible de perturber le spectre de masse effective des résonances doit être de l'ordre d'un Fermi. Tel est en effet le parcours moyen que les relations d'incertitude assignent à une résonance de largeur naturelle ~ 120 Mev, pour une vitesse $\beta^* \approx 0,5$. Cette valeur est couramment attribuée à la portée des forces nucléaires.

2) Indiscernabilité des pions créés dans l'interaction

Le Professeur KRZEWICKI nous a suggéré que l'effet rapporté ici pourrait être décrit comme résultant d'interférence entre les pions de même nature créés simultanément dans l'interaction et concourant globalement à la formation de résonances N^*, ρ ou ω . L'indiscernabilité entre, par exemple, les trois pions positifs créés dans l'interaction impose une certaine symétrie entre les éléments de la matrice

entre la production de ρ^0 et de ω^0 ne semble pas vérifiée à 4 Gev/c (cf BONDAR et al, Nuovo Cimento X, 44, 530 (1966); la section efficace de production de ω^0 est $0,20 \pm 0,04$ et celle du ρ^0 est inférieure à 0,10 mb) mais ceci pourrait être un effet de seuil.

de transition qui représente la formation d'un N^* , le proton étant susceptible de résonner avec chacun des trois pions. Ces interférences sont d'autant plus prononcées que la résonance finalement observée est plus lente dans le centre de masse. Le formalisme introduit par WATSON⁽⁴⁴¹⁾ pourrait être ici utile à la description quantitative de ces observations.

441) K.M. WATSON, Phys Rev 88, 1163 (1952).

4.6 - LA PRODUCTION DE RESONANCES DANS

LES CANAUX MINEURS.

4.61- Le canal $n4\pi^+2\pi^-$ (canal C)

La population (279 événements) du canal $n4\pi^+2\pi^-$ est relativement faible comparée à la population des canaux que nous ^{avons} considérés jusqu'à présent (cf. table III-1). La seule résonance se manifestant de façon indiscutable dans les spectres de masse effective est le N^{*-} (1236). La figure 46a montre les spectres $n\pi^-$ et $n\pi^+$ observés dans ce canal. Les courbes tracées sur la figure présentent l'espace de phase statistique (normalisé à l'ensemble des combinaisons) pour chacun de ces spectres.

Un ajustement semblable à ceux que nous avons décrits dans la section 4.22 indique que le taux de production de N^{*-} dans ce canal est de $(60 \pm 25)\%$. La section efficace correspondante est $\sigma = 0.066 \pm 0.030$ mb.

La distribution angulaire des systèmes $n\pi^-$ dans la bande du N^{*-} ne présente pas de différence significative avec celles des systèmes $n\pi^+$ appartenant au même intervalle de masse effective. Les distributions sont piquées vers l'arrière et présentent un paramètre d'asymétrie $(-0,50 \pm 0,05$ et $-0,50 \pm 0,04$ respectivement) comparable au paramètre d'asymétrie du nucléon seul ($A_S = -0,42 \pm 0,07$). Les

spectres de moment de transfert des systèmes $n\pi^+$ et $n\pi^-$ appartenant à la bande de masse du N^* sont également compatibles entre eux. Dans un modèle d'échange périphérique, la formation d'un isobare $n\pi^-$ à partir du p incident nécessiterait l'échange d'une double charge. Le fait que la distribution angulaire $n\pi^-$ soit semblable aux distributions angulaires $p\pi^+$ rencontrées dans les autres canaux apporte donc un nouvel argument contre l'interprétation du pic arrière de la distribution angulaire du nucléon par la formation périphérique de l'isobare.

4.62 - Les canaux $p\ 3\pi^+ 2\pi^- m\pi^0$ ($m \geq 1$) (canal D)
et $n\ 4\pi^+ 2\pi^- l\pi^0$ ($l \geq 1$) (canal E)

La statistique dont nous disposons dans ces deux canaux (378 et 140 événements respectivement) est faible. En outre, la présence de plusieurs particules neutres (non vues dans la chambre) exclut pour ces événements la possibilité d'utiliser le test de la conservation de l'impulsion énergie dans l'interaction pour réduire et contrôler nos erreurs de mesure.

Compte tenu de ces difficultés, la seule résonance que nous ayons mise en évidence dans ces interactions est le N^{*++} dans le canal D. La figure 46b montre les spectres de masse effective $p\pi^+$ et $p\pi^-$ dans ce canal. Dans l'incertitude où nous sommes concernant le nombre de particules neutres produites dans chaque interaction nous nous abstenons de comparer ces spectres à aucun espace de phase statistique défini. Par comparaison entre le spectre $p\pi^+$ et $p\pi^-$ nous estimons que le taux de production de N^{*++} dans ce canal est de $(30 \pm 20)\%$.

C O N C L U S I O N

CONCLUSION

Les interactions nucléaires à haute multiplicité, dont l'étude au moyen de chambre à bulles ne fait que commencer, apparaissent complexes et l'élucidation des mécanismes divers qui y prennent part est sans doute encore lointaine.

L'hypothèse statistique de FERMI tire avantage de cette complexité même. Le modèle simple proposé par cet auteur, et auquel nous avons consacré la première partie de notre exposé, en dépit de ses insuffisances, a remporté dans le domaine qui nous occupe assez de succès pour nous permettre de penser que la confrontation de ses prédictions avec l'expérience nous renseigne sur les traits dominants de ces interactions. Cataloguer les écarts observés, puis les interpréter, et enfin les insérer dans le cadre d'une théorie statistique améliorée paraît en effet la voie méthodologique sur laquelle les chercheurs sont engagés.

Les principaux écarts généralement observés ont été exposés; ce sont : l'élongation des distributions d'impulsion des particules finales le long de la direction d'incidence et la limitation de leur moment transverse, les corrélations entre les directions d'émission des pions de même charge et enfin l'observation de résonances.

Dans l'analyse des résultats expérimentaux que nous a apporté l'étude des interactions à six branches chargées de π^+ de 5 GeV/c sur l'hydrogène, nous avons repris et détaillé chacun de ces points. Nos résultats peuvent être

résumés comme suit :

1)- L'élongation des distributions d'impulsion des particules finales le long de l'axe d'incidence est fortement réduite, comparée aux observations faites sur les interactions à plus faible multiplicité ou à plus haute énergie. L'écart le plus marquant avec les prédictions du modèle de FERMI est le déplacement vers l'arrière du centre de gravité des distributions d'impulsion p_x vs p_y des nucléons; corrélativement les distributions angulaires de ces nucléons sont fortement piquées vers l'arrière; en outre, le moment transverse moyen des particules finales reste légèrement plus faible que le modèle statistique ne le prédit.

2)- Nous retrouvons l'effet de corrélation angulaire entre les directions d'émission des pions de même nature, mentionné pour la première fois par GOLDHABER et al., mais il apparaît que la description proposée par ces auteurs est trop simple : il existe non seulement une différence entre les distributions des ouvertures angulaires des paires de pions de même charge et celles des paires de pions de charge différente, mais encore entre les paires $\pi^+ \pi^+$ et $\pi^- \pi^-$ et entre les paires $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^0$ et $\pi^- \pi^0$.

3)- La production de résonances, révélée par l'étude des spectres de masse effective, est abondante (principalement celle de N^{*++} et de ρ^0 dans le canal A et celle de N^{*++} et de ω dans le canal B). Il n'a pas été possible d'établir avec certitude si ces résonances étaient, ou non produites simultanément : les indications obtenues sont en faveur d'une production non corrélée dans la majorité des cas.

4)- Les autres résonances, faiblement observées, sont le f^0 ($\rightarrow 4\pi$) dans le canal A, le η^0 et le X^0 dans le canal B. Il n'a pas été possible de mettre en évidence d'autres résonances sur les spectres de masse effective. En particulier le N^* et le ρ sont observés seulement dans les états de charge précédemment indiqués.

5)- L'étude des spectres de transfert des résonances et celle des distributions angulaires des produits de leur désintégration indique que les résonances N^* et ρ ne sont pas produites par échange périphérique d'un π à partir des particules incidentes. Le modèle simple qui consisterait à supposer que les interactions à haute multiplicité sont un mélange d'interactions "centrales", pour lesquelles le modèle de FERMI s'appliquerait rigoureusement, et d'interactions périphériques, descriptibles par les modèles d'échange, est donc contredit par nos données. L'émission du nucléon vers l'arrière, en particulier, ne peut être expliquée par la formation périphérique de l'isobare. L'observation des distributions angulaires dans le canal C, pour les événements duquel la formation périphérique du N^{*-} exigerait l'échange d'une double charge, confirme ce résultat.

6)- Ces mêmes analyses ne permettent cependant pas de supposer que les résonances soient produites d'une façon purement statistique, au sens du modèle de FERMI. Cependant qu'il existe une légère dépendance en transfert de la production de N^* , nous avons mis en évidence un alignement du spin du ρ par rapport à la ligne de vol de cette résonance dans le centre de masse de l'interaction. La dépendance en

transfert de la production de ω est notable; en outre nous obtenons une légère indication en faveur d'un alignement du spin de cette résonance par rapport à la direction d'incidence. Ces effets d'alignement de spin concerneraient environ 20% des résonances ρ et ω .

7) - L'étude des spectres de masse effective $p\pi^+$ dans les canaux A et B a montré que le signal du N^* dans ces diagrammes n'est pas correctement décrit par une fonction de Jackson. Nous avons montré que ces déformations sont liées aux combinaisons $p\pi^+$ de faible vitesse dans le centre de masse de l'interaction. Considérant que le parcours moyen des N^* de faible vitesse, avant leur désintégration, n'excède pas 1 FERMI, c'est à dire la portée ordinairement attribuée aux forces nucléaires, nous suggérons que cet effet a une relation directe avec la brièveté de la vie du N^* . Portant alors notre attention sur le ρ , dont la durée de vie est du même ordre de grandeur que celle du N^* , nous observons à nouveau des déformations appréciables du signal en fonction de la vitesse d'émission dans le centre de masse. Ces déformations peuvent être traduites par un rétrécissement continu de la largeur du ρ en fonction de la vitesse; en outre, la largeur mesurée des ρ émis à grande vitesse est significativement plus petite que la largeur communément admise pour cette résonance. L'absence de déformations observables du spectre de masse effective des ω , enfin, dont la durée de vie est d'un ordre de grandeur plus élevé que les précédentes, semble étayer notre interprétation des déformations observées dans le cas du N^* et du ρ .

Sans que nous nous soyons limités à cet aspect, l'étude des résonances a occupé une large part du présent exposé; nous pensons avoir montré que leur étude, loin d'être contingente, peut constituer une voie d'accès essentielle à la compréhension des phénomènes à haute multiplicité.

TABLES ET FIGURES

Particules incidentes	$\pi^+ p$		$\pi^- p$
	4 GeV/c	8 GeV/c	
Energie lab.			10 GeV/c
Section efficace mesurée	20,1 mb	17,9 mb	18,5 mb
Section efficace prédite	20,3 mb	18,3 mb	18,5 mb

TABLE I-1

Table I-1 - Comparaison entre les sections efficaces totales $\pi^+ p$ mesurées et les prédictions faites dans le cadre du modèle de FERMI à partir de la mesure des sections efficaces partielles pour les seules réactions sans émission de particules neutres (d'après J. BARTKE et O. CZYZEWSKI, comm. à la conf. int. de Berkeley (1966)).

Canal	Reaction	Nb d'événements	Section efficace mb
A	$p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	1055	$0,41 \pm 0,02$
B	$p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	1597	$0,61 \pm 0,03$
C	$n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	279	$0,11 \pm 0,01$
D	$p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + l \pi^0, l > 1$	378	$0,15 \pm 0,01$
E	$n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + m \pi^0, m \geq 1$	140	$0,05 \pm 0,01$
Total		3502	$1,33 \pm 0,05$

TABLE III-1

Table III-1. Nombre d'événements de sections efficaces mesurées pour les diverses interactions à six branches chargées dans la présente expérience.

canal	$\langle P_x \rangle_{\text{Mev}}$	σ_x Mev	σ_y Mev	α_x	b_x	b_y	$\langle P_T \rangle_{\text{Mev}}$	$\langle P^* \rangle_{\text{Mev}}$	$\langle P_{\text{Lab.}} \rangle_{\text{GeV}}$	A_s
A	-183 ± 19	403 ± 13	318 ± 10	$-0,50 \pm 0,05$	$1,08 \pm 0,04$	$0,87 \pm 0,03$	396 ± 10	590 ± 16	$1,48 \pm 0,04$	$-0,34 \pm 0,03$
B	-168 ± 13	356 ± 10	298 ± 8	$-0,52 \pm 0,04$	$1,11 \pm 0,03$	$0,93 \pm 0,03$	372 ± 8	545 ± 13	$1,47 \pm 0,04$	$-0,34 \pm 0,02$
C	-162 ± 35	343 ± 25	222 ± 20	$-0,51 \pm 0,11$	$1,07 \pm 0,08$	$0,91 \pm 0,06$	353 ± 20	512 ± 32	$1,45 \pm 0,09$	$-0,42 \pm 0,07$
D	-192 ± 25	311 ± 18	245 ± 15	—	—	—	320 ± 18	474 ± 22	$1,35 \pm 0,06$	$-0,49 \pm 0,04$

NUCLEONS

A	34 ± 7	270 ± 5	234 ± 4	$0,11 \pm 0,03$	$1,09 \pm 0,02$	$0,94 \pm 0,02$	286 ± 4	382 ± 6	$0,79 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,02$
B	14 ± 5	214 ± 3	200 ± 3	$0,07 \pm 0,02$	$1,02 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,01$	265 ± 3	318 ± 4	$0,65 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,01$
C	39 ± 10	224 ± 7	190 ± 6	$0,19 \pm 0,05$	$1,10 \pm 0,04$	$1,04 \pm 0,03$	256 ± 6	335 ± 9	$0,71 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,04$
D	14 ± 8	164 ± 6	161 ± 5	—	—	—	202 ± 5	262 ± 8	$0,55 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,03$
E	25 ± 10	168 ± 7	171 ± 8	—	—	—	207 ± 6	273 ± 9	$0,58 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,04$

PIONS POSITIFS

A	50 ± 9	282 ± 6	234 ± 5	$0,20 \pm 0,04$	$1,13 \pm 0,02$	$0,94 \pm 0,02$	286 ± 5	391 ± 8	$0,84 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$
B	39 ± 6	214 ± 4	193 ± 4	$0,19 \pm 0,03$	$1,02 \pm 0,02$	$0,92 \pm 0,02$	237 ± 4	313 ± 6	$0,69 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,02$
C	3 ± 12	187 ± 8	155 ± 7	$0,02 \pm 0,06$	$0,91 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,03$	219 ± 7	284 ± 11	$0,57 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,05$
D	2 ± 9	165 ± 7	155 ± 6	—	—	—	192 ± 6	275 ± 10	$0,56 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,04$
E	10 ± 12	163 ± 8	153 ± 8	—	—	—	195 ± 7	250 ± 12	$0,53 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,06$

PIONS NEGATIFS

B	47 ± 8	221 ± 6	193 ± 5	$0,23 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,03$	$0,92 \pm 0,02$	232 ± 5	314 ± 8	$0,70 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,03$
---	------------	-------------	-------------	-----------------	-----------------	-----------------	-------------	-------------	-----------------	-----------------

PIONS NEUTRES

TABLE III-2

Table III-2. Paramétrisation des distributions d'impulsion des particules observées dans l'état final.

Canal	γ^{++}	γ^{--}	γ^{+-}	γ^{+0}	γ^{-0}	$\gamma^{\pi\pi^0}$	γ_{stat}
A	$1,19 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,07$	$1,71 \pm 0,04$	—	—	$1,45 \pm 0,03$	$1,40 \pm 0,02$
B	$1,23 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,06$	$1,47 \pm 0,03$	$1,26 \pm 0,04$	$1,16 \pm 0,05$	$1,30 \pm 0,02$	$1,31 \pm 0,05$

^a toutes combinaisons

TABLE III-3

Table III-3. Paramètres de corrélation angulaire (rapport des probabilités respectives d'observer une ouverture angulaire supérieure/inférieure à 90°) pour les paires de pions observées dans les canaux A et B.

TABLE IV - 1

Résonance	Désintégration observée	Section efficace Canal A m_b	Section efficace Canal B m_b
N_{1236}^* $\left\{ \begin{array}{l} + + \\ + \\ o \end{array} \right.$	$\rightarrow \rho \pi^+$ $\rightarrow \rho \pi^0$ $\rightarrow \rho \pi^-$	$0,25 \pm 0,05$ — $< 0,02$	$0,35 \pm 0,05$ $< 0,02$ $< 0,03$
η_{549}	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ après correction pour désintégrations neutres	—	$0,027 \pm 0,006$ $0,10 \pm 0,02$
ω_{783}	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	—	$0,26 \pm 0,03$
χ_{958}^0	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ après correction pour autres désintégrations	—	$0,006 \pm 0,002$ $0,05 \pm 0,02$
ρ_{760} $\left\{ \begin{array}{l} + \\ o \\ - \end{array} \right.$	$\rightarrow \pi^+ \pi^0$ $\rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \pi^- \pi^0$	— $0,26 \pm 0,05$ —	$< 0,02$ $< 0,03$ $< 0,015$
A_{1080}^1 $\left\{ \begin{array}{l} + \\ o \\ - \end{array} \right.$ + ou -	$\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \rho^0 \pi^+ \& \rho^0 \pi^-$	$< 0,03$ — $< 0,02$ $< 0,03$	$< 0,03$ $< 0,03$ $< 0,02$ —
A_{1300}^2 $\left\{ \begin{array}{l} + \\ o \\ - \end{array} \right.$ + ou -	$\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \rho^0 \pi^+ \& \rho^0 \pi^-$	$< 0,02$ — $< 0,01$ $< 0,02$	$< 0,015$ $< 0,01$ $< 0,01$ —
B_{1210} $\left\{ \begin{array}{l} + \\ - \end{array} \right.$ + ou -	$\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\rightarrow \omega \pi^+ \& \omega \pi^-$	— — —	$< 0,04$ $< 0,03$ $< 0,025$
f_{1250}^0	$\rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$< 0,005$ observée	$< 0,001$ —

a) à l'exclusion de ceux provenant de la désintégration de χ^0

Table IV-1. Section efficace de production des résonances pour les canaux A et B. Les limites supérieures sont données avec un niveau de confiance de 95%.

Intervalle de masse MeV	Nombre de combinaisons	Proportion de mesons ω^0	χ^2 (9 degrés)	Nombre de mesons ω^0
733 - 753	318	0,00 $\pm$ 0,27	11,85	0 $\pm$ 86
753 - 773	429	0,50 $\pm$ 0,11	7,47	215 $\pm$ 51
773 - 793	570	0,47 $\pm$ 0,07	8,82	268 $\pm$ 42
793 - 813	452	0,51 $\pm$ 0,12	7,77	230 $\pm$ 51
813 - 833	374	0,35 $\pm$ 0,10	11,20	131 $\pm$ 37
833 - 853	347	0,09 $\pm$ 0,11	9,27	31 $\pm$ 38
753 - 813	1451	0,48 $\pm$ 0,05	10,90	701 $\pm$ 69

TABLE IV-2

Table IV-2. Proportion de mésons ω pour divers intervalles de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$, telle qu'elle est déduite de l'étude du diagramme de Dalitz pour les combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ (section 4.24).

canal A

Masse GeV	Asymétrie As		Anisotropie An	
	$\pi^+ p$	$\pi^- p$	$\pi^+ p$	$\pi^- p$
0,94 - 1,12	0,143 $\pm$ 0,104	0,119 $\pm$ 0,108	0,077 $\pm$ 0,102	0,190 $\pm$ 0,107
1,12 - 1,30	0,103 $\pm$ 0,027	0,188 $\pm$ 0,036	0,061 $\pm$ 0,027	0,029 $\pm$ 0,037
1,30 - 1,48	0,194 $\pm$ 0,035	0,271 $\pm$ 0,039	0,079 $\pm$ 0,036	0,146 $\pm$ 0,039
1,48 - 1,84	0,302 $\pm$ 0,034	0,339 $\pm$ 0,039	0,269 $\pm$ 0,034	0,297 $\pm$ 0,040
1,84 - 2,20	0,547 $\pm$ 0,074	0,585 $\pm$ 0,090	0,406 $\pm$ 0,081	0,659 $\pm$ 0,083
Ensemble	0,195 $\pm$ 0,017	0,268 $\pm$ 0,021	0,128 $\pm$ 0,017	0,169 $\pm$ 0,021

canal B

Masse GeV	Asymétrie As		Anisotropie An	
	$\pi^+ p$	$\pi^- p$	$\pi^+ p$	$\pi^- p$
0,94 - 1,12	0,103 $\pm$ 0,068	0,120 $\pm$ 0,070	0,089 $\pm$ 0,068	-0,08 $\pm$ 0,070
1,12 - 1,30	0,110 $\pm$ 0,020	0,175 $\pm$ 0,026	0,079 $\pm$ 0,020	0,082 $\pm$ 0,025
1,30 - 1,48	0,221 $\pm$ 0,026	0,306 $\pm$ 0,030	0,052 $\pm$ 0,027	0,103 $\pm$ 0,032
1,48 - 1,84	0,306 $\pm$ 0,034	0,438 $\pm$ 0,039	0,228 $\pm$ 0,036	0,363 $\pm$ 0,040
1,84 - 2,20	0,550 $\pm$ 0,132	0,600 $\pm$ 0,180	0,300 $\pm$ 0,151	0,700 $\pm$ 0,160
Ensemble	0,178 $\pm$ 0,014	0,259 $\pm$ 0,017	0,097 $\pm$ 0,014	0,129 $\pm$ 0,018

TABLE IV-3

Table IV-3. Paramètres d'"asymétrie" et d'"anisotropie" (cf section 4.31) des distributions angulaires des protons sortants par rapport au proton incident, mesurés dans les systèmes du centre de masse des combinaisons $\pi^+ p$ et $\pi^- p$.

REACTION	P_{lab}, gev	$M_{\rho^0} \text{ meV}$	$\Gamma_{\rho^0} \text{ meV}$	moyenne pondérée ⁺	source [*]
$\pi^- p \rightarrow n \rho^0$	2,0	789 ± 11	198 ± 11	$M_{\rho} = 777 \pm 3$ $\Gamma_{\rho} = 155 \pm 6$	E. WEST et al. P.R. <u>149</u> , 1089 (1966)
"	2,0	* *	* *		L. GUTAY et al. N.C. <u>39</u> , 381 (1965)
"	3,0	775 ± 5	120 ± 10		V. HAGOPIAN et al. P.R. <u>145</u> , 1128 (1966)
"	3,3	775 ± 10	175		Z.T. GUIRAGOSSIAN et al. P.R.L. <u>11</u> , 85 (1963)
"	4,0	—	210		L. BONDAR et al. N.C. <u>31</u> , 729 (1964)
"	4,0	763 ± 15	150 ± 10		I. DERADO et al. P.L.R. <u>14</u> , 872 (1965)
$\pi^+ n \rightarrow p \rho^0$	6,0	780 ± 5	162 ± 12		G. de ROSNY thèse, Paris (1966)
$\pi^+ p \rightarrow p \rho^+$	2,0	783 ± 6	177 ± 15	$M_{\rho} = 769 \pm 2$ $\Gamma_{\rho} = 141 \pm 4$	E. JAMES et al. P.R. <u>142</u> , 896 (1966)
"	2,5	765 ± 5	—		C. ALFF-STEINBERGER et al. P.R. <u>145</u> , 1072 (1966)
"	2,75	760 ± 10	160 ± 10		N. ARMENISE et al. N.C. <u>37</u> , 361 (1965)
"	3,54	□ □	□ □		D.D. CARMONY et al. Conf. Duha, <u>1486</u> (1964)
$\pi^- p \rightarrow p \rho^-$	2,0	771 ± 3	171 ± 13		E. WEST et al., déjà cité.
"	3,0	760 ± 5	150 ± 20		V. HAGOPIAN et al., déjà cité.
"	3,3	775	125		Z. I. GUIRAGOSSIAN et al., déjà cité.
"	4,0	—	180		L. BONDAR et al., déjà cité
"	3,0-5,0	768 ± 5	127 ± 5		H.R. BLIEDEN et al. N.C. <u>43A</u> , 71 (1966)
$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \rho^0$	2,5	750 ± 5	—	$M_{\rho} = 754 \pm 4$ $\Gamma_{\rho} = 90 \pm 9$	C. ALFF-STEINBERGER et al., déjà cité.
"	3,5	760 ± 10	90 ± 10		M. ABOLINS et al. P.R.L. <u>11</u> , 381, (1966)
$\pi^- p \rightarrow p \pi^- \rho^0$	4,7	740 ± 30	170 ± 30		N.P. SAMIOS et al. P.R.L. <u>9</u> , 139, (1962)
"	7,0	773 ± 12	57^{+25}_{-15}		N.M. CASON P.R. <u>148</u> , 1282, (1966)
$\pi^+ p \rightarrow p \rho^+ \pi^+ \pi^-$	2,0	765 ± 8	103 ± 13	$M_{\rho} = 762 \pm 7$ $\Gamma_{\rho} = 93 \pm 10$	E. JAMES et al., déjà cité.
$\pi^+ p \rightarrow p \rho^0 2\pi^+ \pi^-$	5,0	750 ± 15	95 ± 20		présente expérience.
"	7,0	—	~ 90		P.F. SLATTERY et al. Bul. Am. PS, <u>11</u> , 55 (1966)
"	8,0	—	62 ± 23		WROBLEWSKI, comm. privée.

P. R. : Physical Review; P.R.L. : Physics Letters.

* N. C. : Nuovo Cimento.

+ Mesures avec erreurs seulement.

* * Cette expérience distingue les bandes de transfert $\Delta^2 < 4 \mu^2$ ($M_{\rho} = 750 \pm 15 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\rho} = 80 \pm 15 \text{ MeV}$), et $4 \mu^2 < \Delta^2 < 20 \mu^2$ ($M_{\rho} = 790 \pm 15 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\rho} = 110 \pm 15 \text{ MeV}$).

□ □ Cette expérience ne considère que les événements avec $\Delta^2 < 4 \mu^2$ ($M_{\rho} = 760 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\rho} = 77 \text{ MeV}$).

TABLE IV-4

Table IV-4. Revue de quelques mesures de la position et de la largeur du ρ dans les interactions $\pi^{\pm} p$.

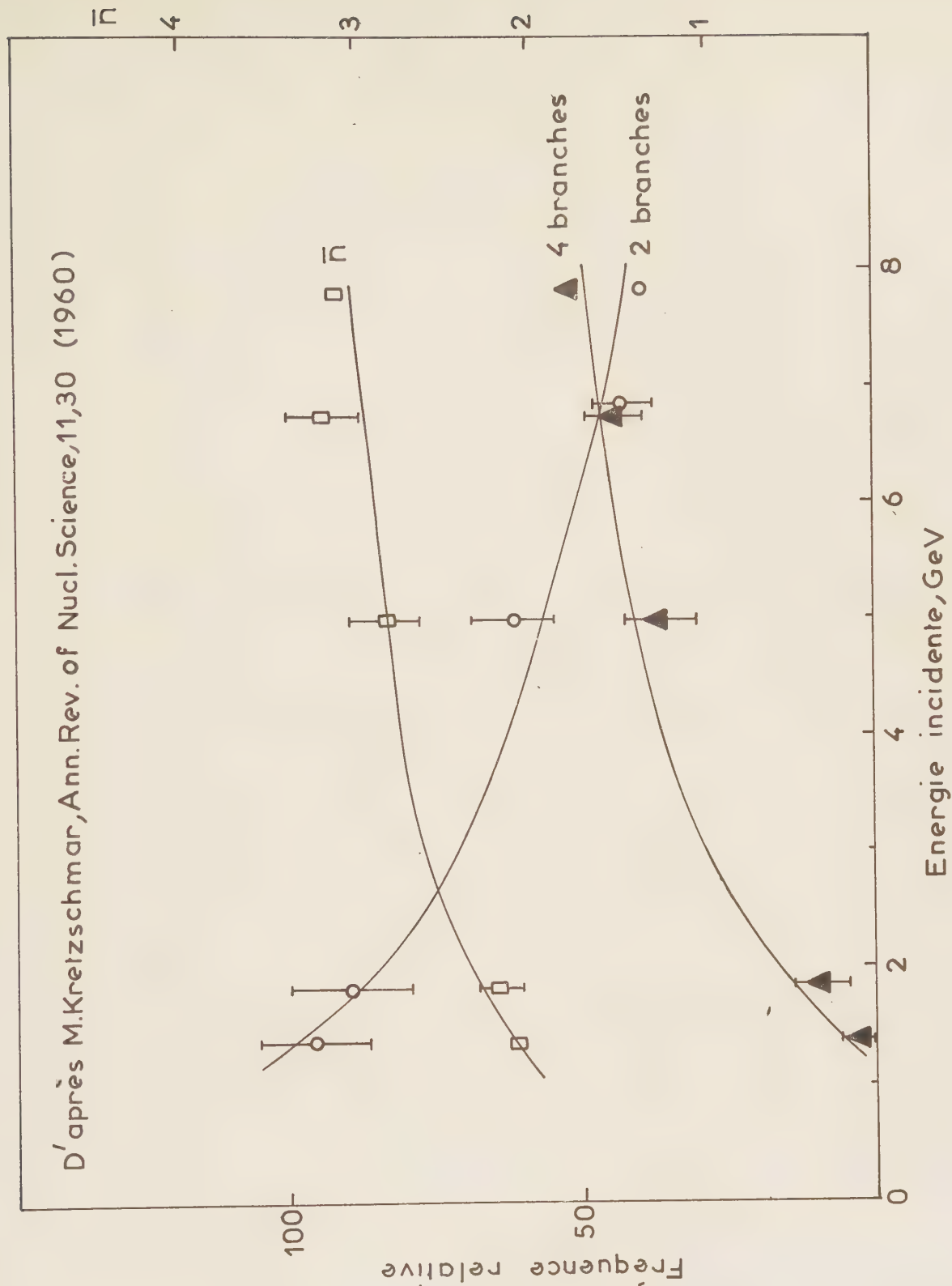


Figure 12a - Comparaison des répartitions en multiplicité pour les interactions π^-p avec les prédictions du modèle de FERMI (courbes pleines); le modèle tient compte de la production possible de $N_{3/2}^*$.

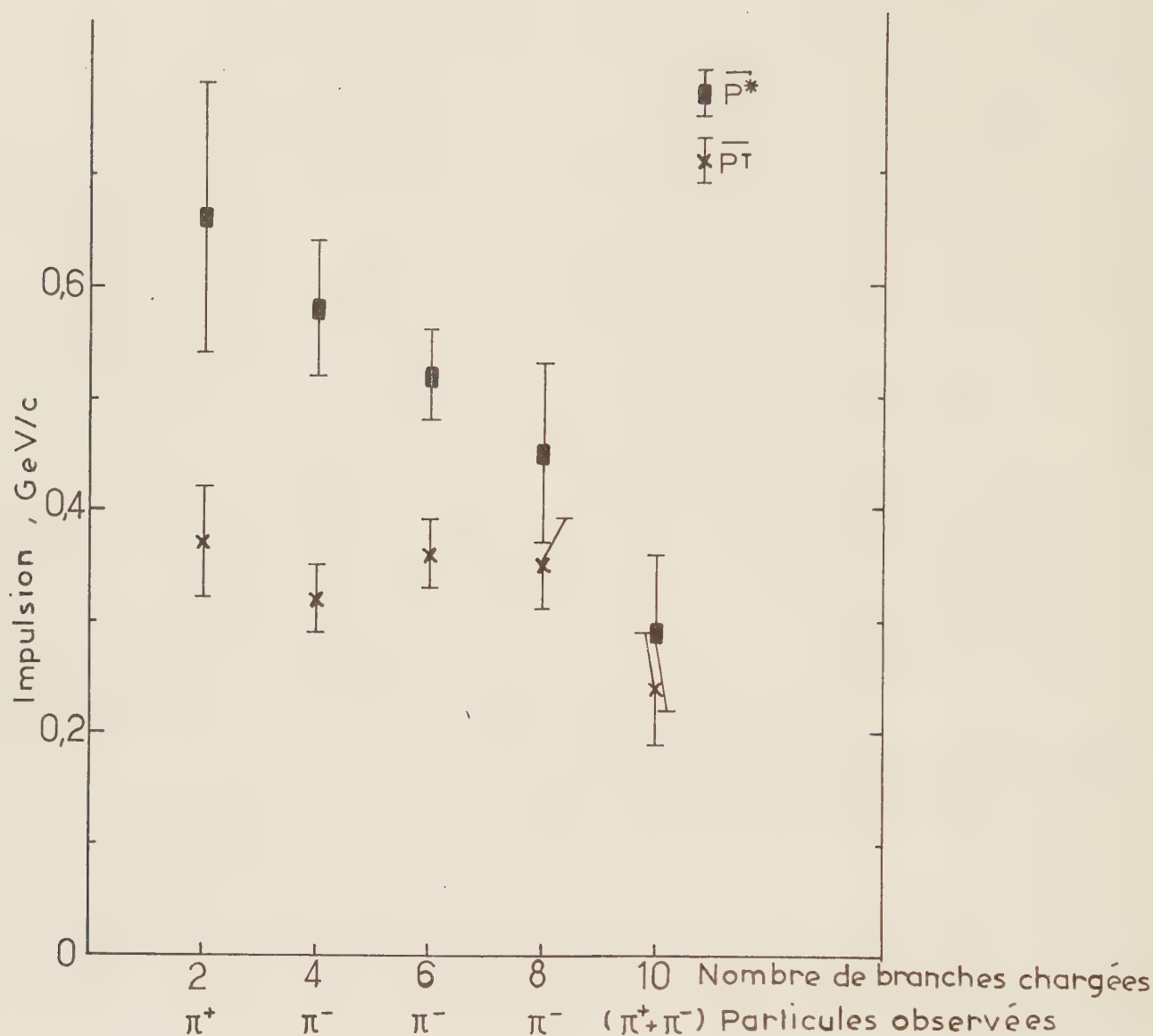


Figure 13a - Variation de l'impulsion totale moyenne $\bar{P}^*$ et de l'impulsion transverse moyenne $\bar{P}_T$ dans les interactions pp de 24 GeV/c (source D.R.O. MORRISON, "The high Energy Physics of Strong Interactions up to 30 GeV" CERN 63-1 (1963)).

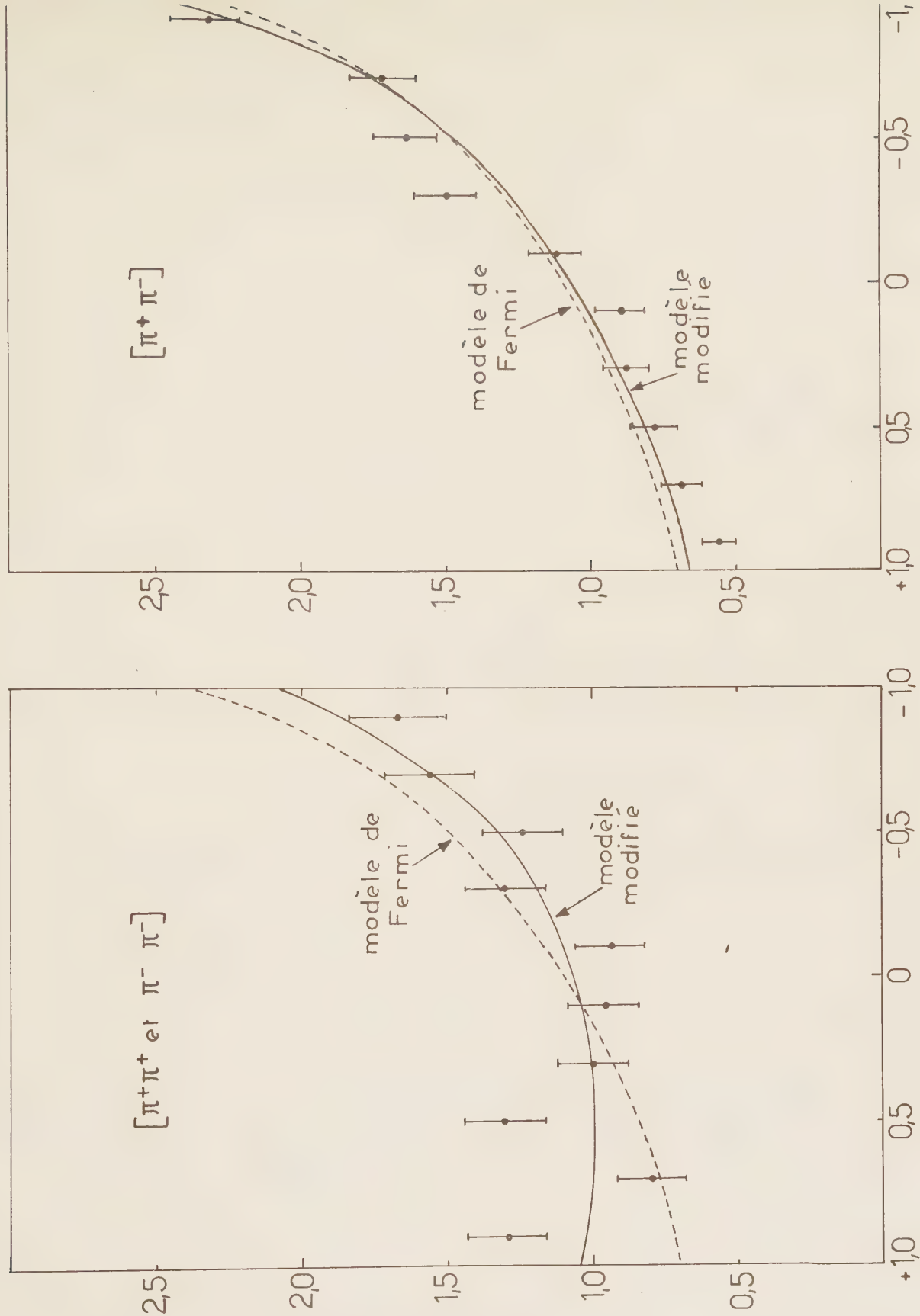


Figure 13b - Ouverture angulaire des paires de pions dans les interactions $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ à 1 GeV, comparée aux prédictions du modèle de FERMI d'une part et du modèle modifié pour tenir compte de la symétrisation pour les paires de π identiques d'autre part (source G. GOLDHABER et al., Phys. Rev. 120, 300 (1960)).

ENERGIE INCIDENTE , GeV/c

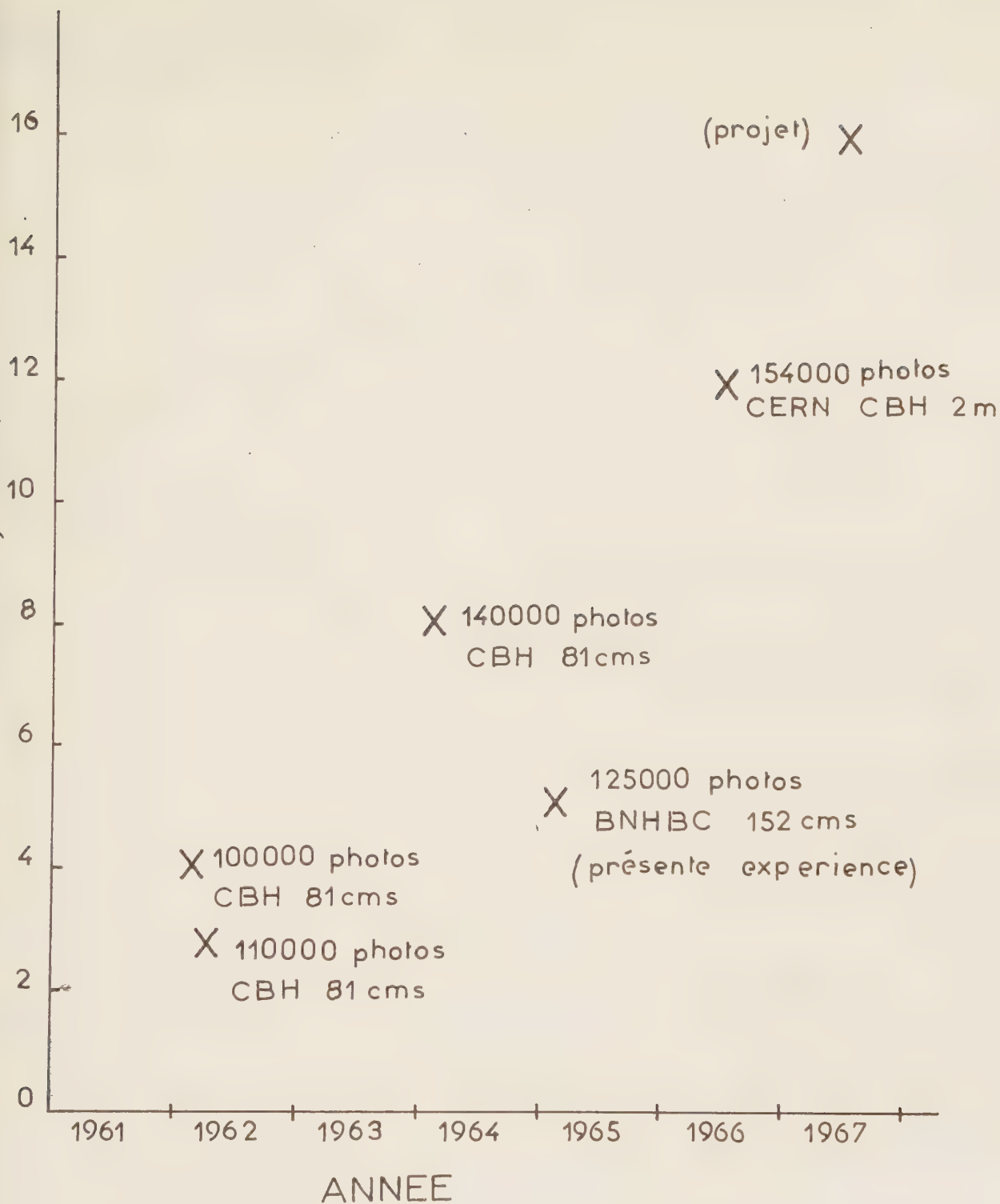
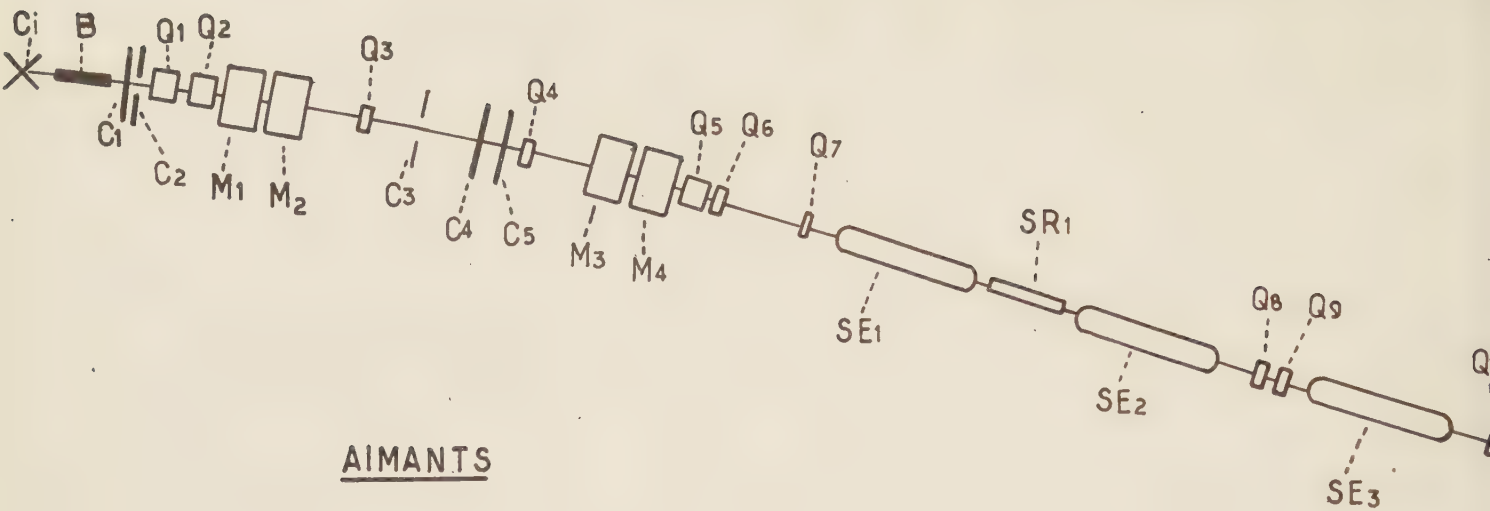


Figure 21a - Expériences de chambre à bulles entreprises au CERN de 1961 à 1967.



AIMANTS

□ 2m. Quadrupole (Q1,2,5,13,14,15,16,17)

▢ 1m. Quadrupole (Q 3,4,6,8,9,10,11)

▤ 0,5m. Quadrupole (Q 7)

□ 2m. Aimants horizontaux (M1,2,3,4,5,6)

▢ 1m. Aimants verticaux (M7,8)

▤ 1m. Aimant balayeur (AB)

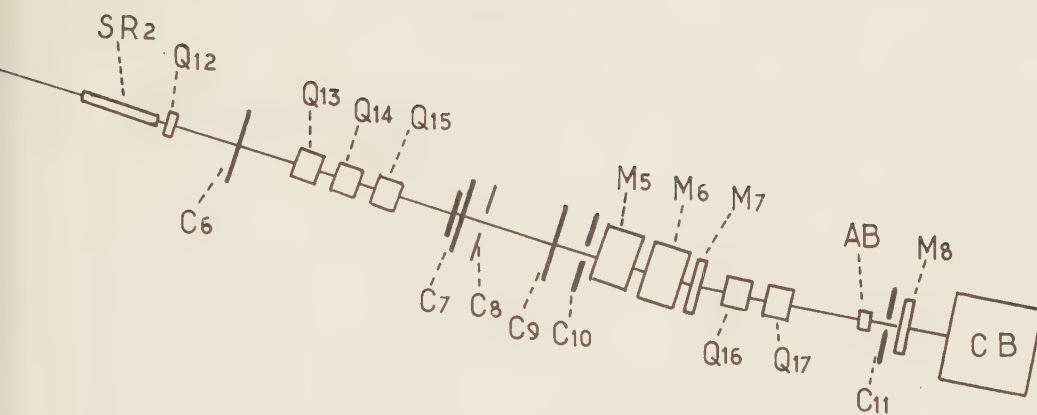
COLLIMATEURS

▤ Collimateurs horizontaux (C2,3,8,10,11)

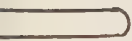
▤ Collimateurs verticaux (C1,4,5,6,7,9)

▬ Blindage magnétique (B)

Figure 22a



SEPARATEURS

-  Séparateurs électrostatiques (SE 1,2,3)
-  Séparateurs à radiofréquence (SR 1,2)

Ci = Cible

CB = Chambre à bulles

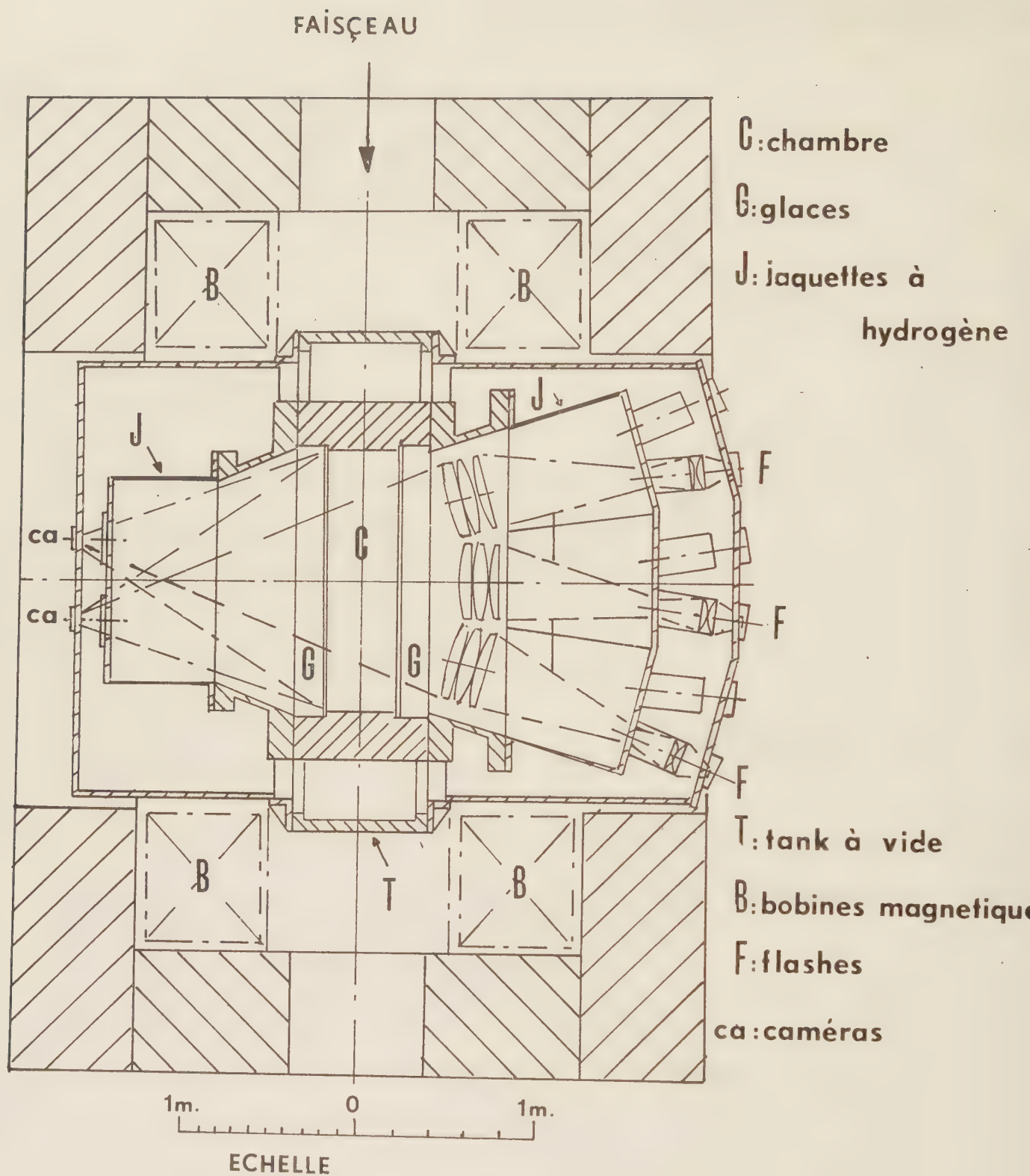


Figure 22b - Schéma de la chambre nationale anglaise de 1,52 m (B.N.H.B.C.).

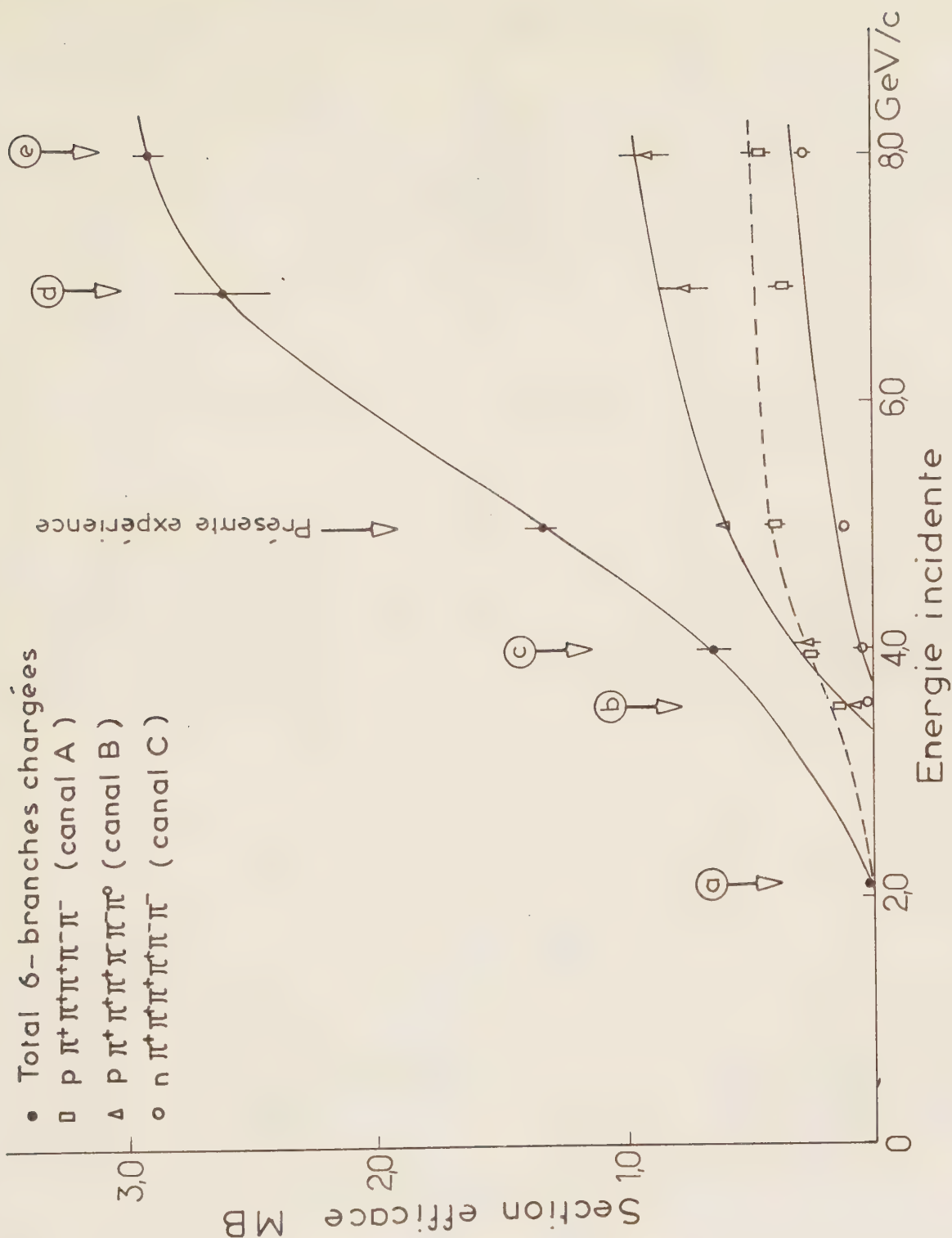


Figure 31a - Variation de la section efficace totale pour les interactions π^+p à six branches chargées avec l'énergie, et variation des sections efficaces partielles pour les canaux A, B et C. Sources : a) F. JAMES et al., Phys. Rev. 142, 896 (1966); b) D.D. CARMONY et al, conférence int. de Dubna (1964); c) L. BONDAR et al, Nuovo Cim. X, 44, 530 (1966); e) P. Slattery et al., Bull. Am. Phys. Soc. 11, 55 (1966); f) M. BARDADIN et al., Rapport I.N.R. 761/VI/PH, Varsovie (1966). Une figure semblable a déjà été représentée par M. BARDADIN et al.

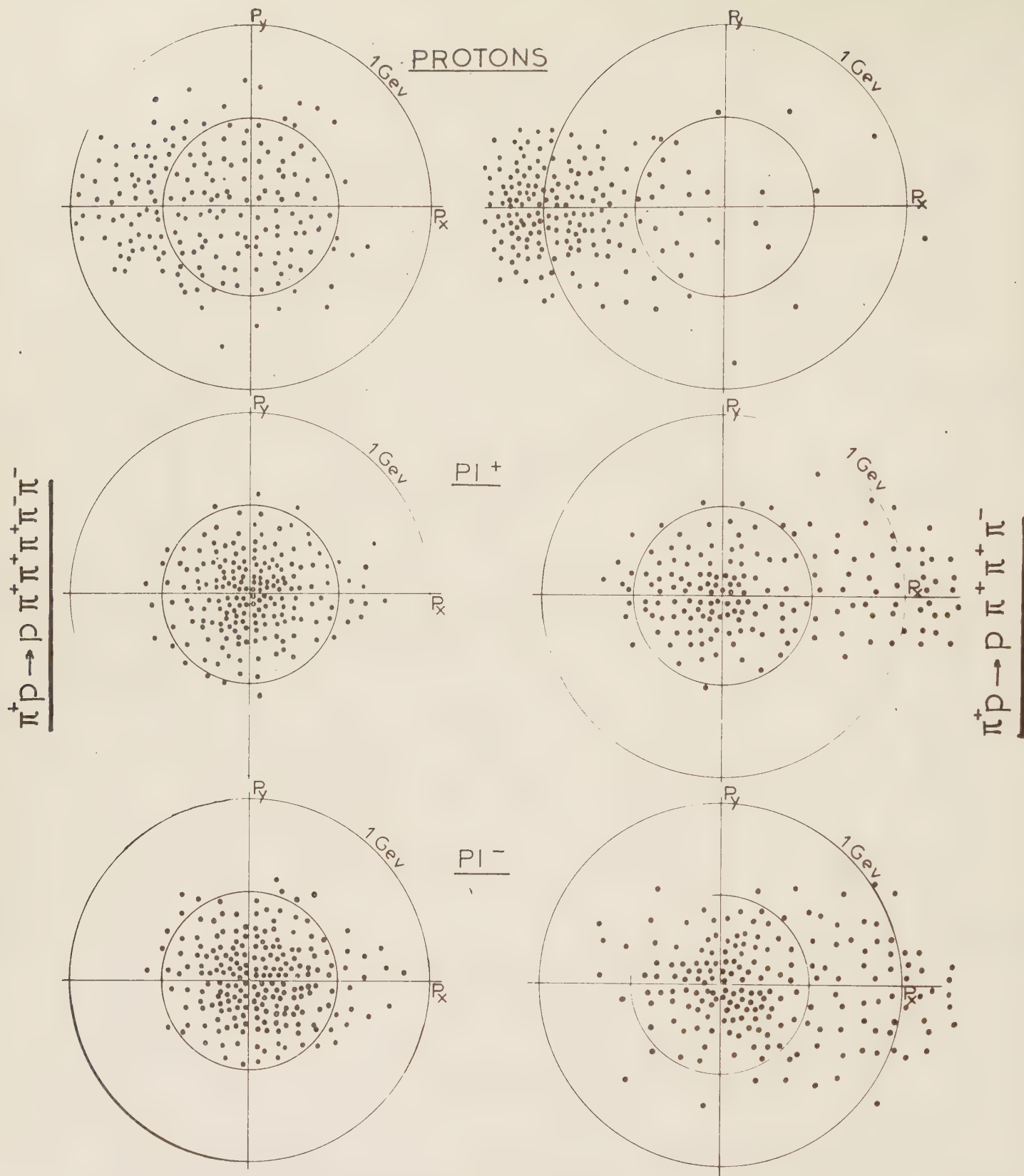


Figure 32a - Distributions d'impulsion P_x versus P_y (où x indique la direction de la particule incidente et y est une direction perpendiculaire) pour les particules émises dans les interactions à six branches $\pi^+ p \rightarrow p 3 \pi^+ 2 \pi^-$ et les interactions à quatre branches $\pi^+ p \rightarrow p 2 \pi^+ \pi^-$. Chaque point représente environ 1/200ème de la statistique à notre disposition.

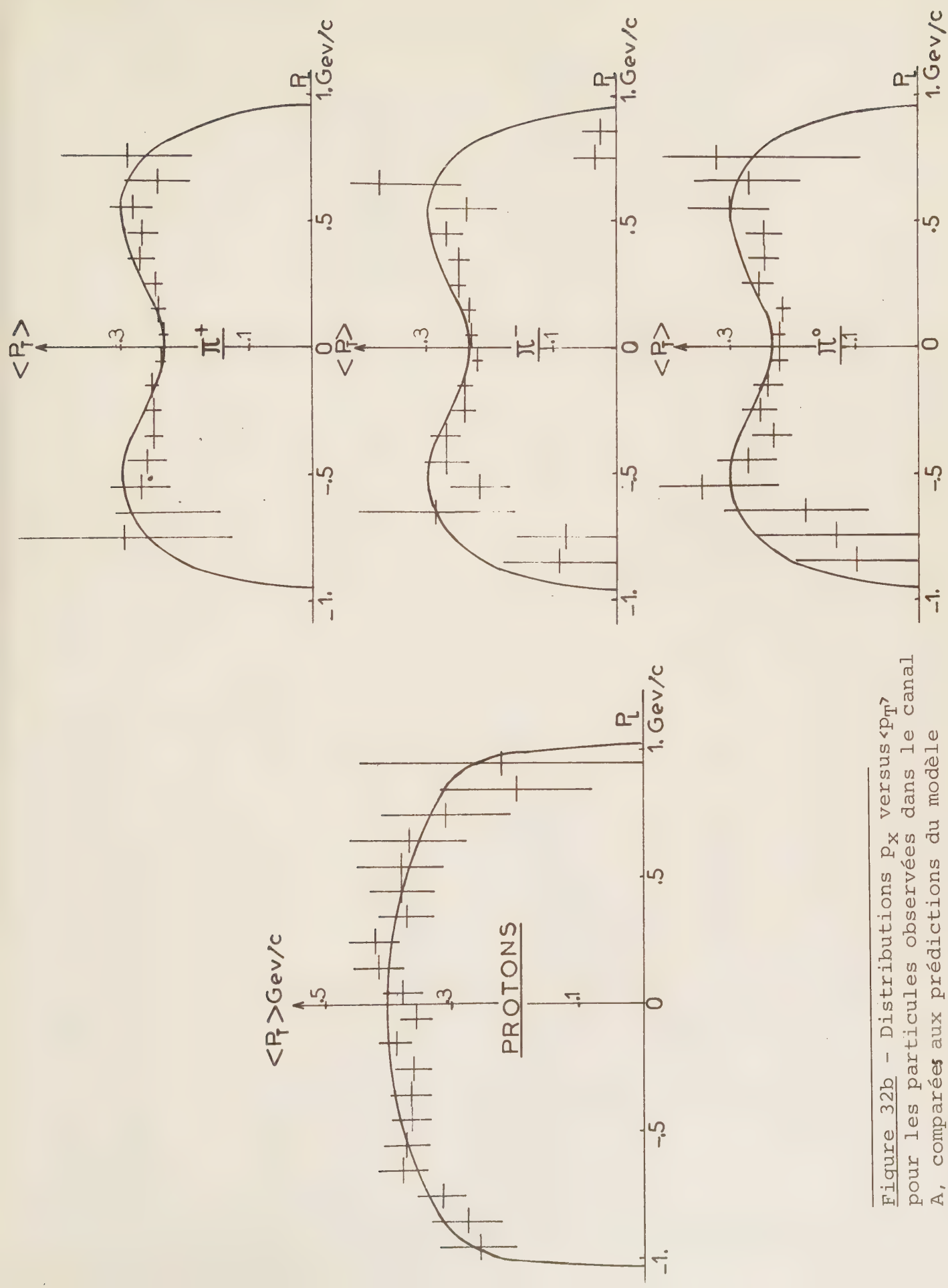


Figure 32b - Distributions p_x versus $\langle p_T \rangle$ pour les particules observées dans le canal A, comparées aux prédictions du modèle de FERMI.

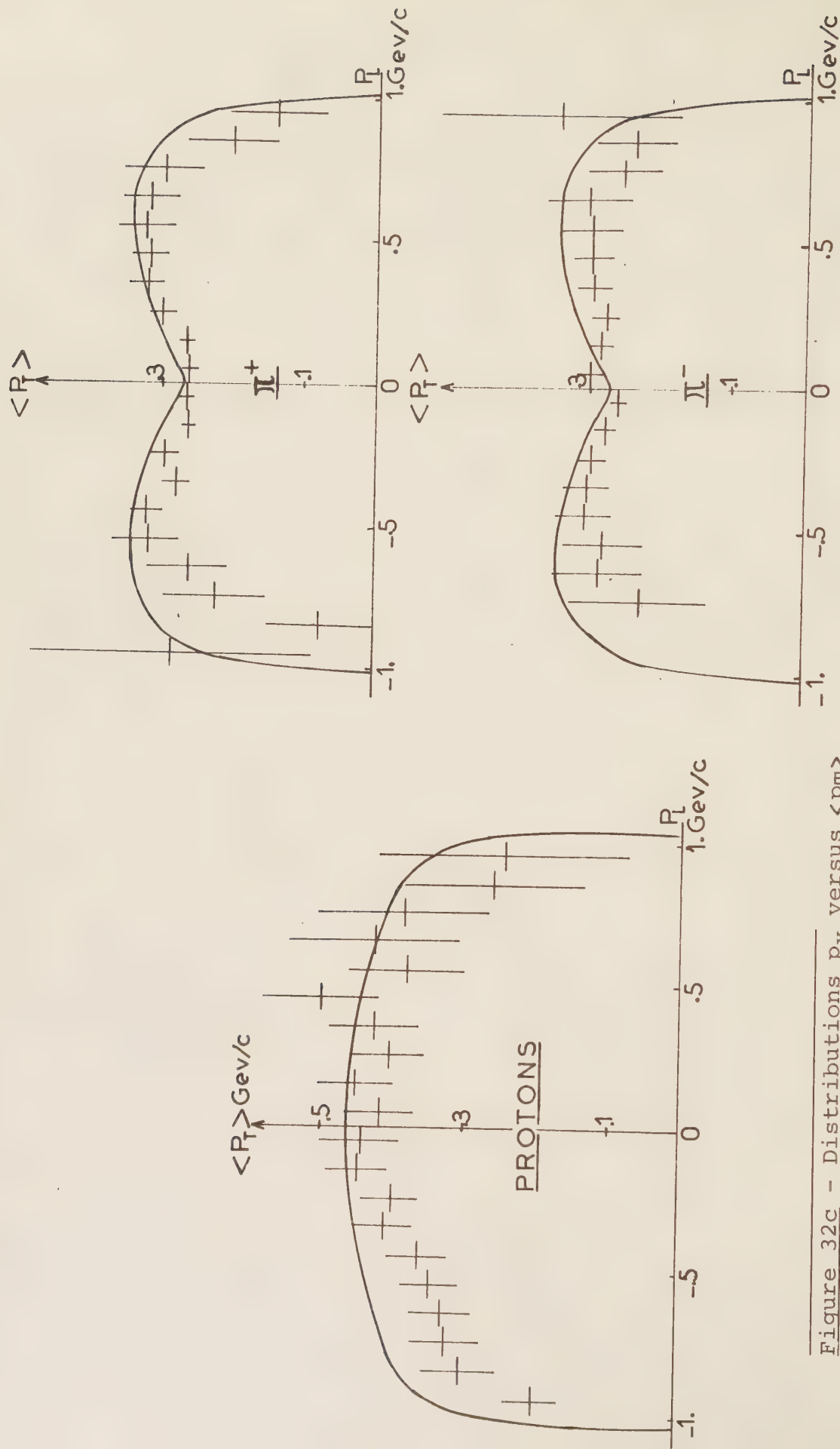


Figure 32c - Distributions p_x versus $\langle p_T \rangle$ pour les particules observées dans le canal B, comparées aux prédictions du modèle de FERMI.

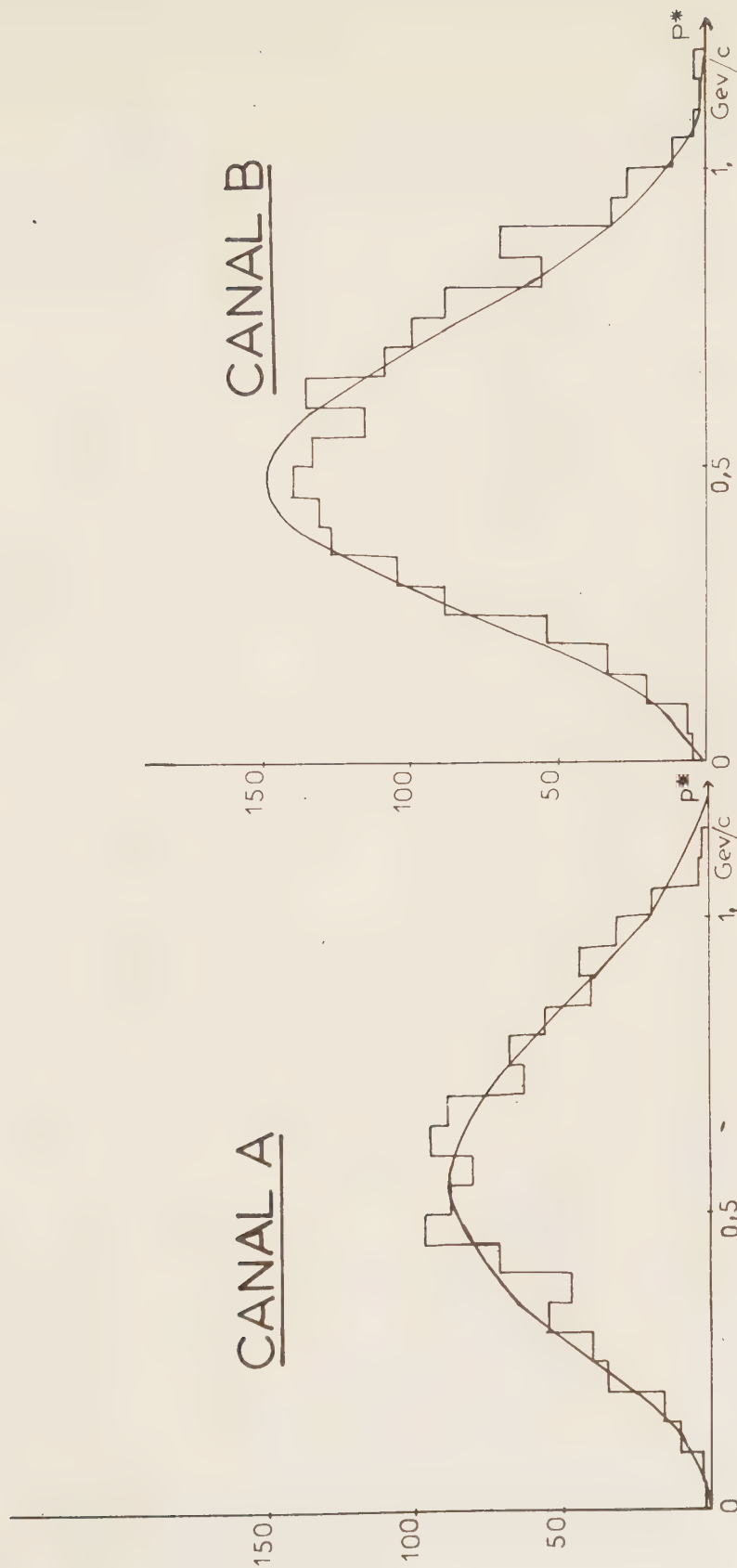


Figure 32d - Distributions d'impulsion (scalaire) des protons, observées dans les canaux A et B et comparées aux prédictions du modèle de FERMI.

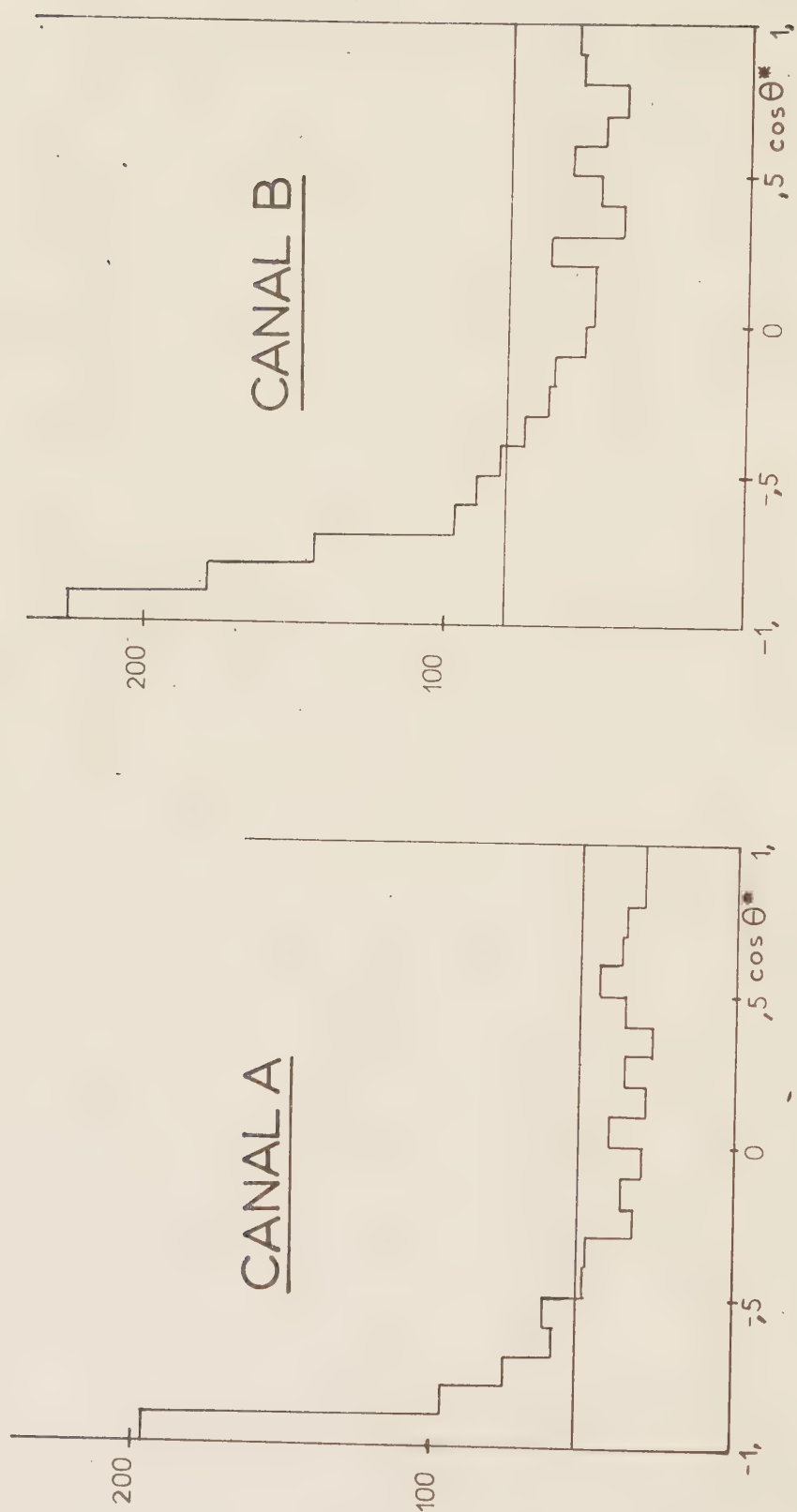


Figure 32e -- Distributions angulaires des protons, observées dans les canaux A et B et comparées aux prédictions du modèle de FERMI.

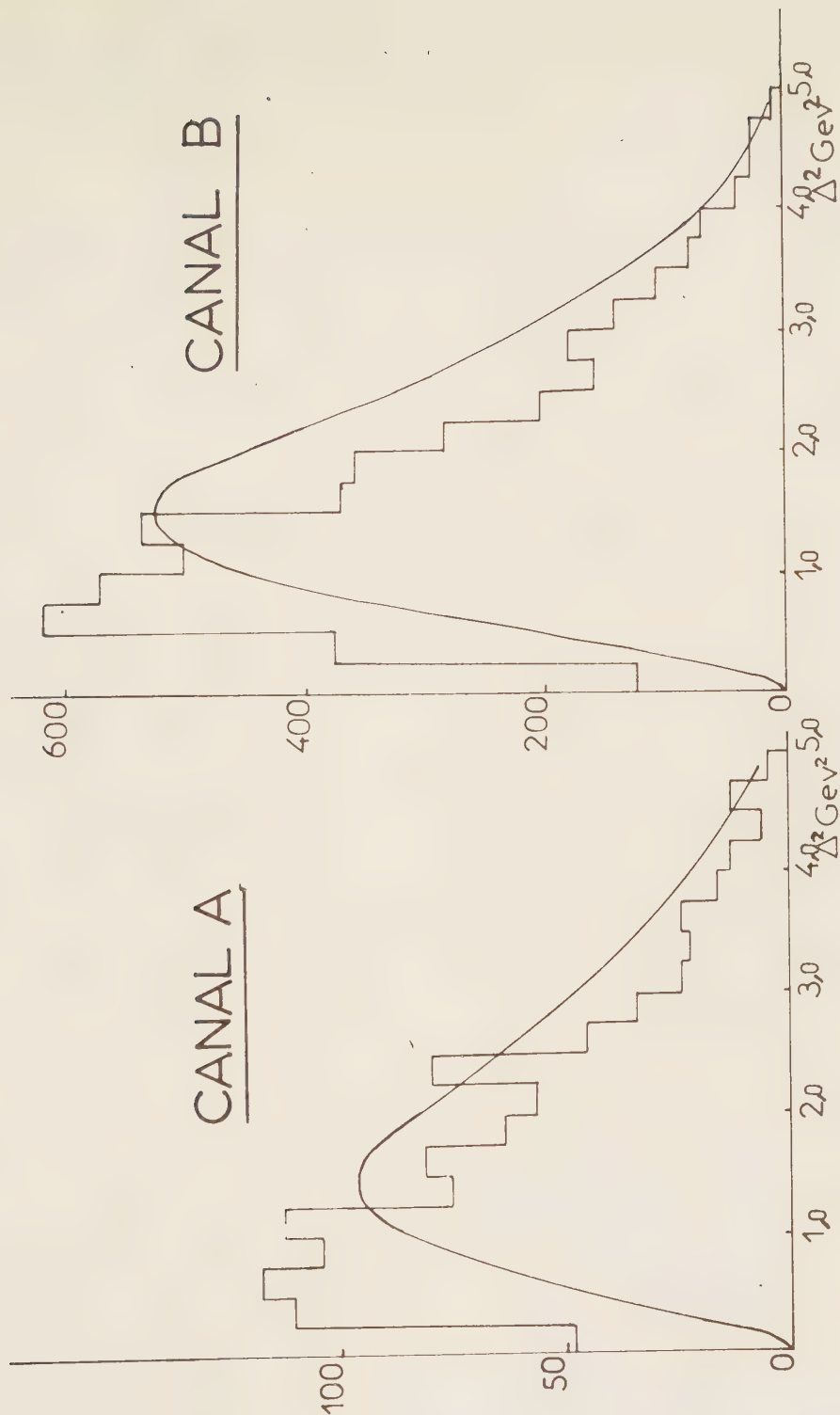


Figure 32f - Distributions de transfert des protons (par rapport au proton incident), observées dans les canaux A et B comparées aux prédictions du modèle de FERMI.

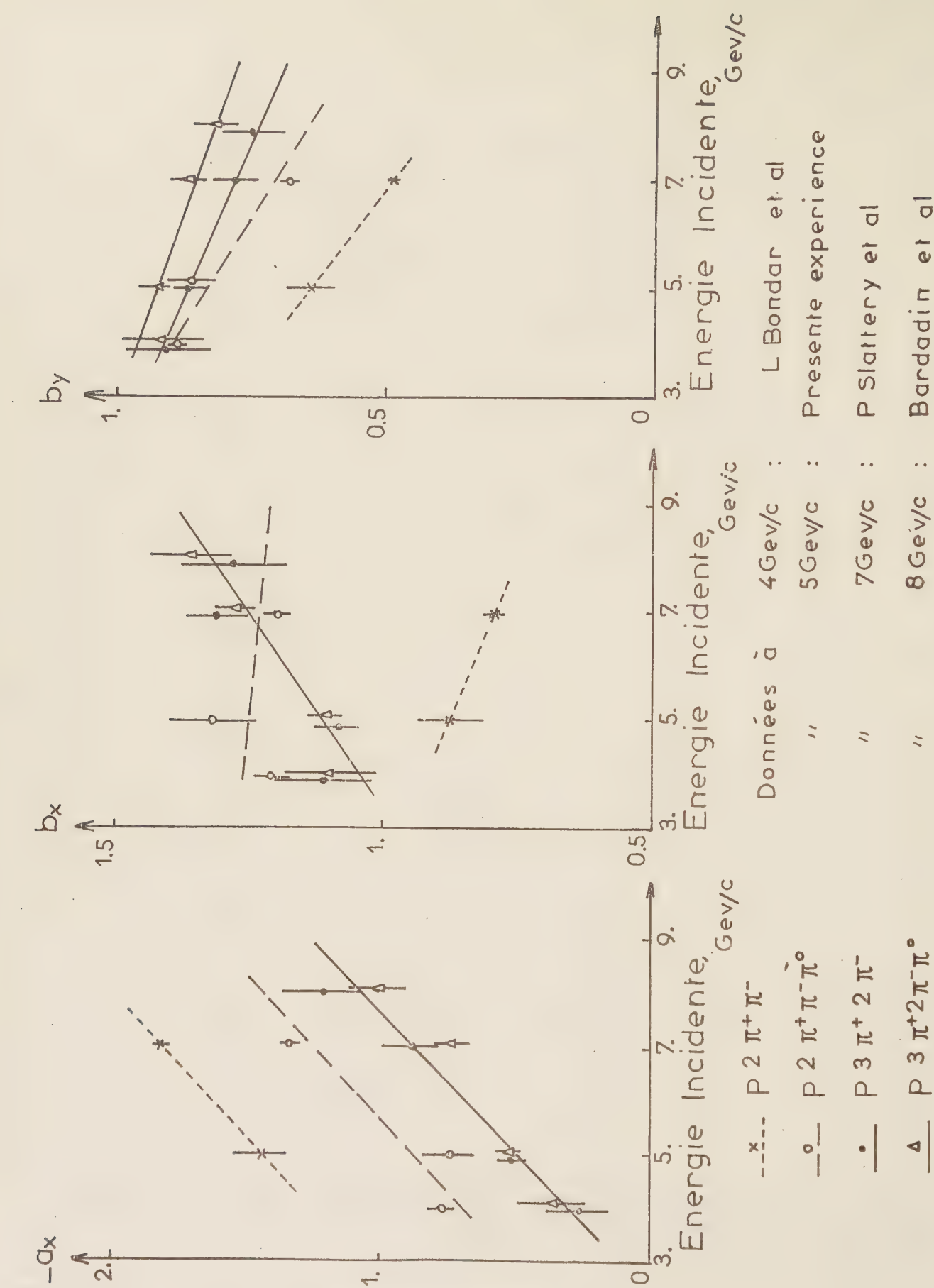


Figure 32g - Etude de la variation des paramètres a_x , b_x , b_y (définis dans les sections 3.24) avec l'énergie et la multiplicité. Les points à 4, 7 et 8 GeV/c proviennent de communications privées des auteurs précédemment cités (figure 31a).

PIONS IDENTIQUES

PIONS DIFFERENTS

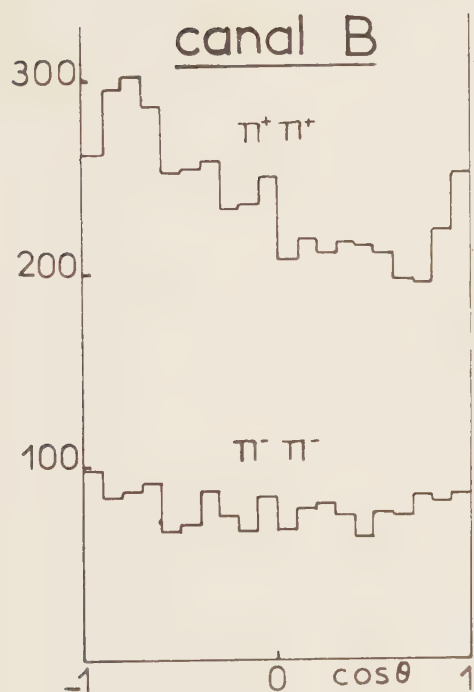
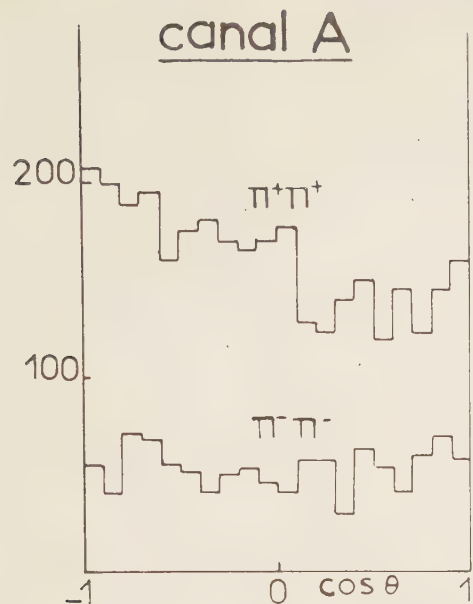


Figure 32h - Ouverture angulaire des paires de pions observées dans les canaux A et B.

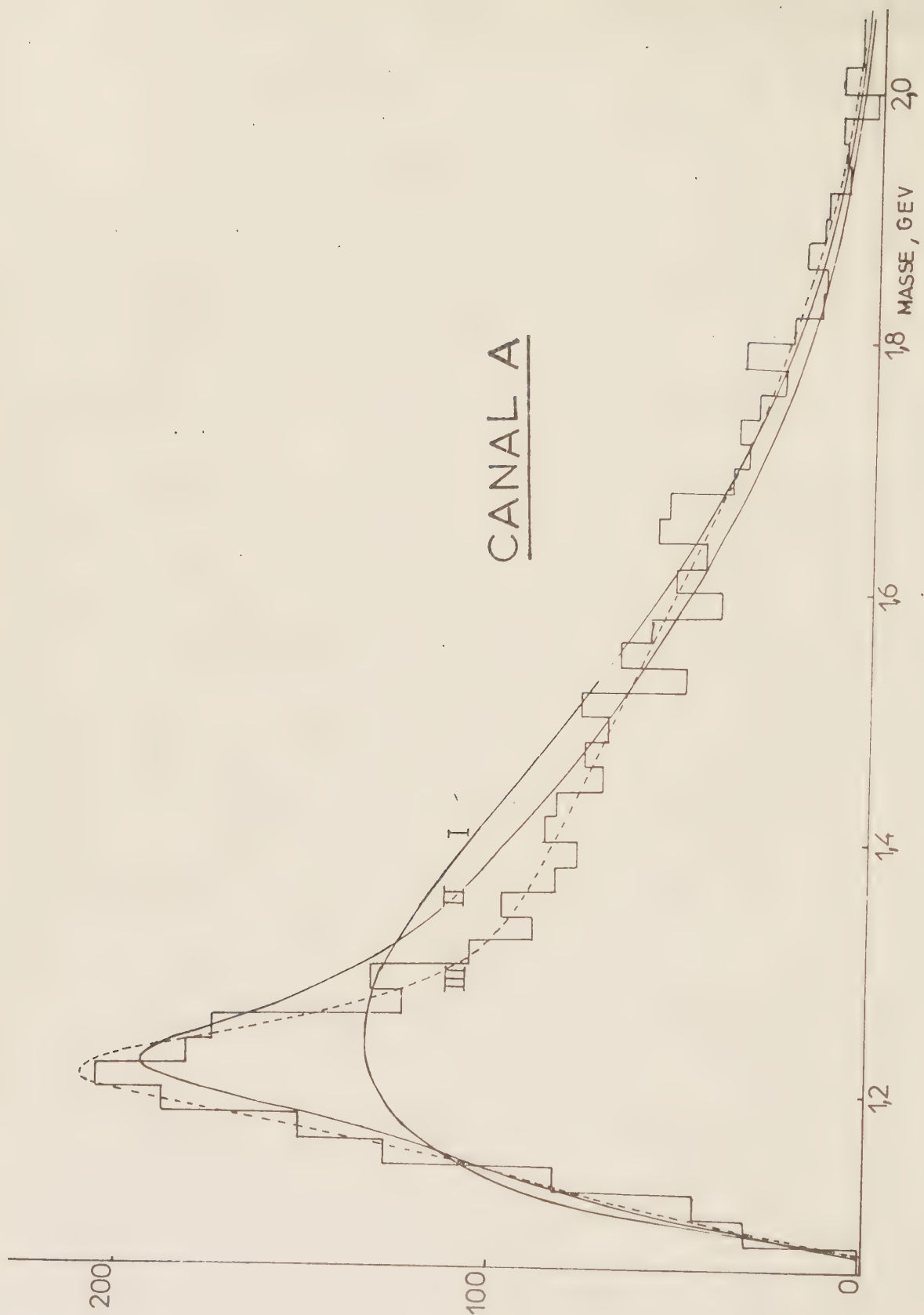


Figure 42a - Spectre de masse effective π^+p (canal A), comparé à l'espace de phase statistique (courbe I). La courbe II représente le meilleur ajustement obtenu en incluant la production de N^{*++} . La courbe III est un ajustement semi-empirique (cf section 4.22)

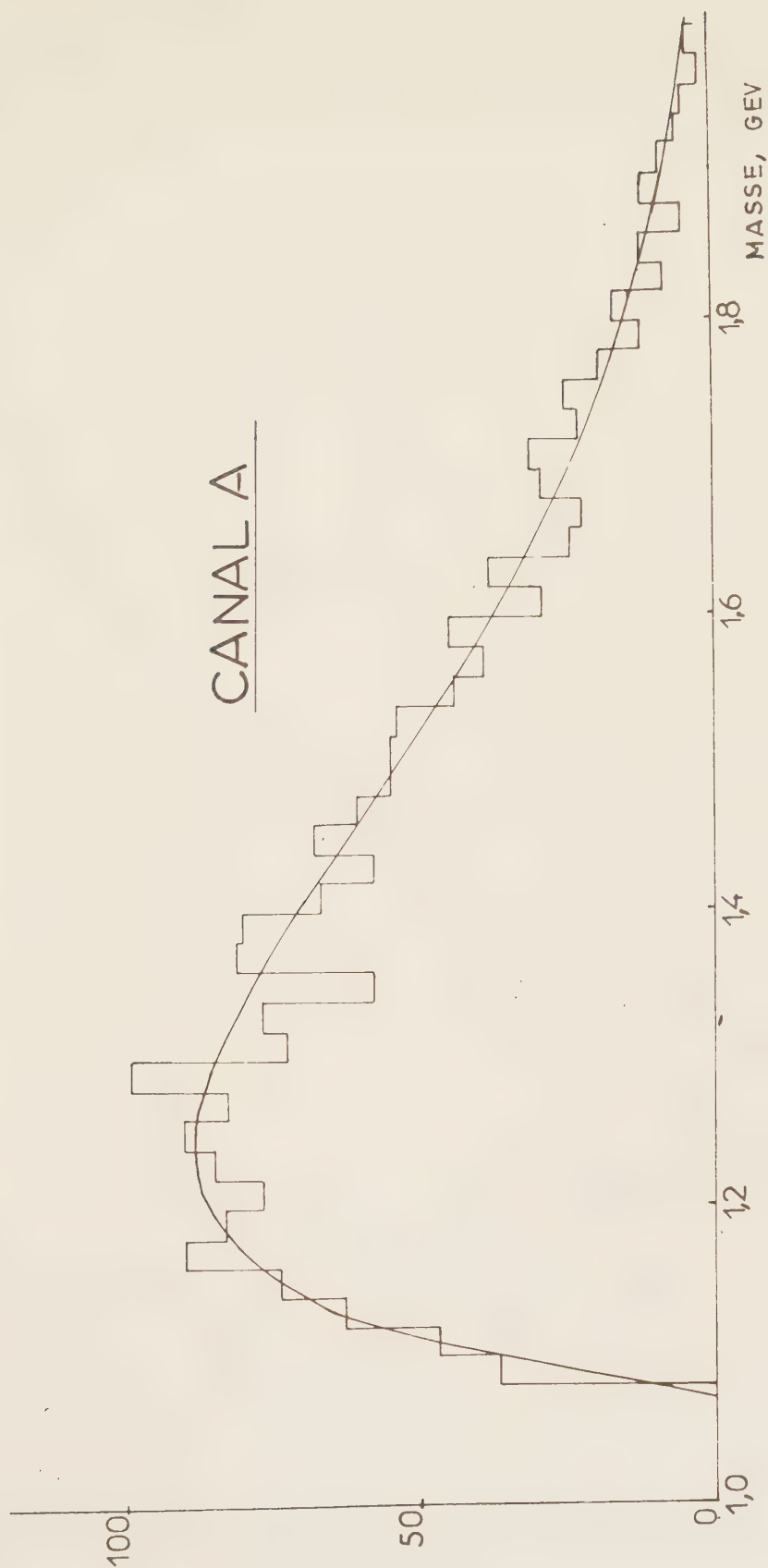


Figure 42b - Spectre de masse effective π^-p (canal A), comparé à l'espace de phase statistique.

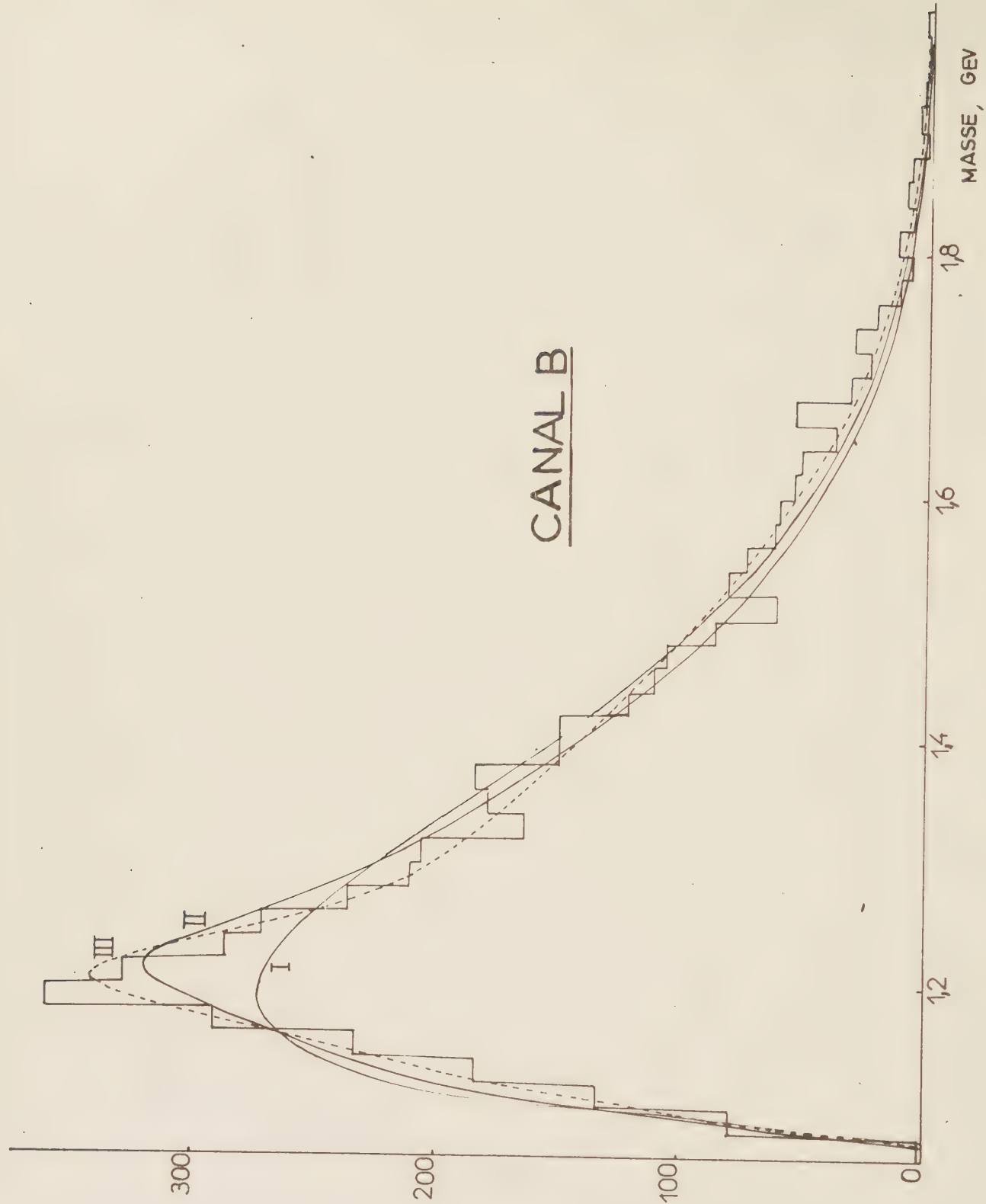


Figure 42c - Spectre de masse effective π^+p (canal B). Les courbes ont la même signification que sur la figure 42a.

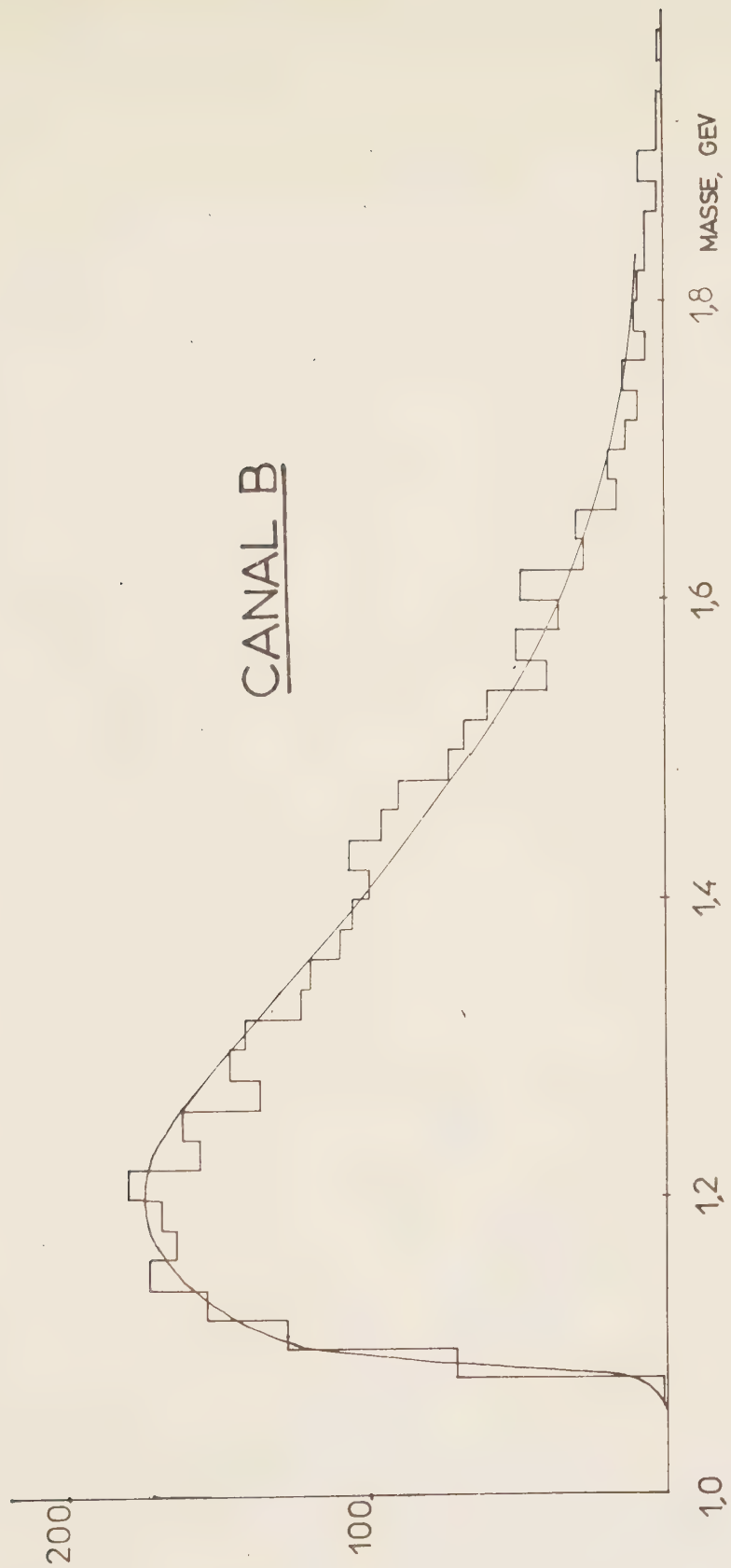


Figure 42d - Spectre de masse effective π^-p (canal B), comparé à l'espace de phase statistique.

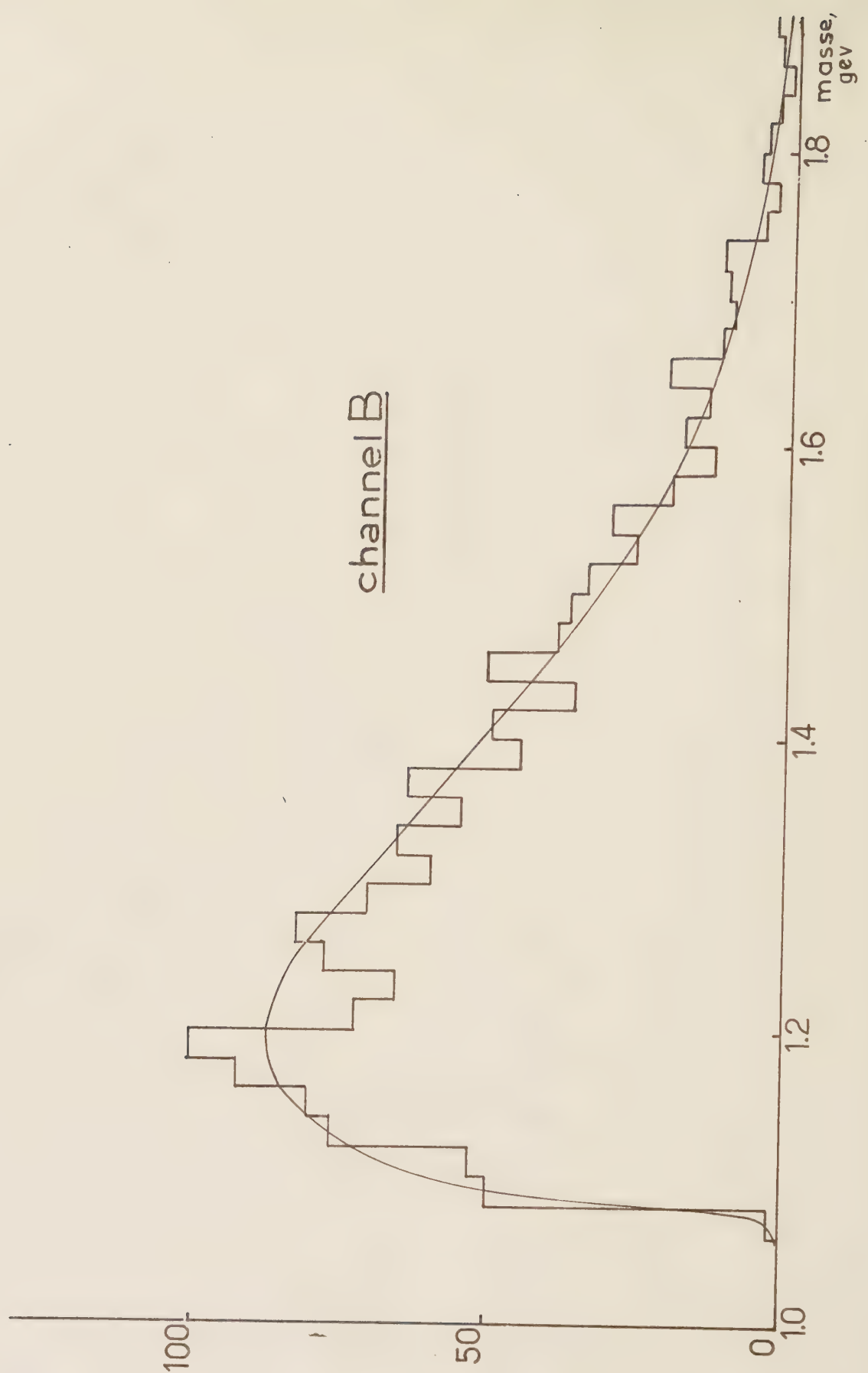


Figure 42e - Spectre de masse effective $\pi^0 p$ (canal B), comparé à l'espace de phase statistique.

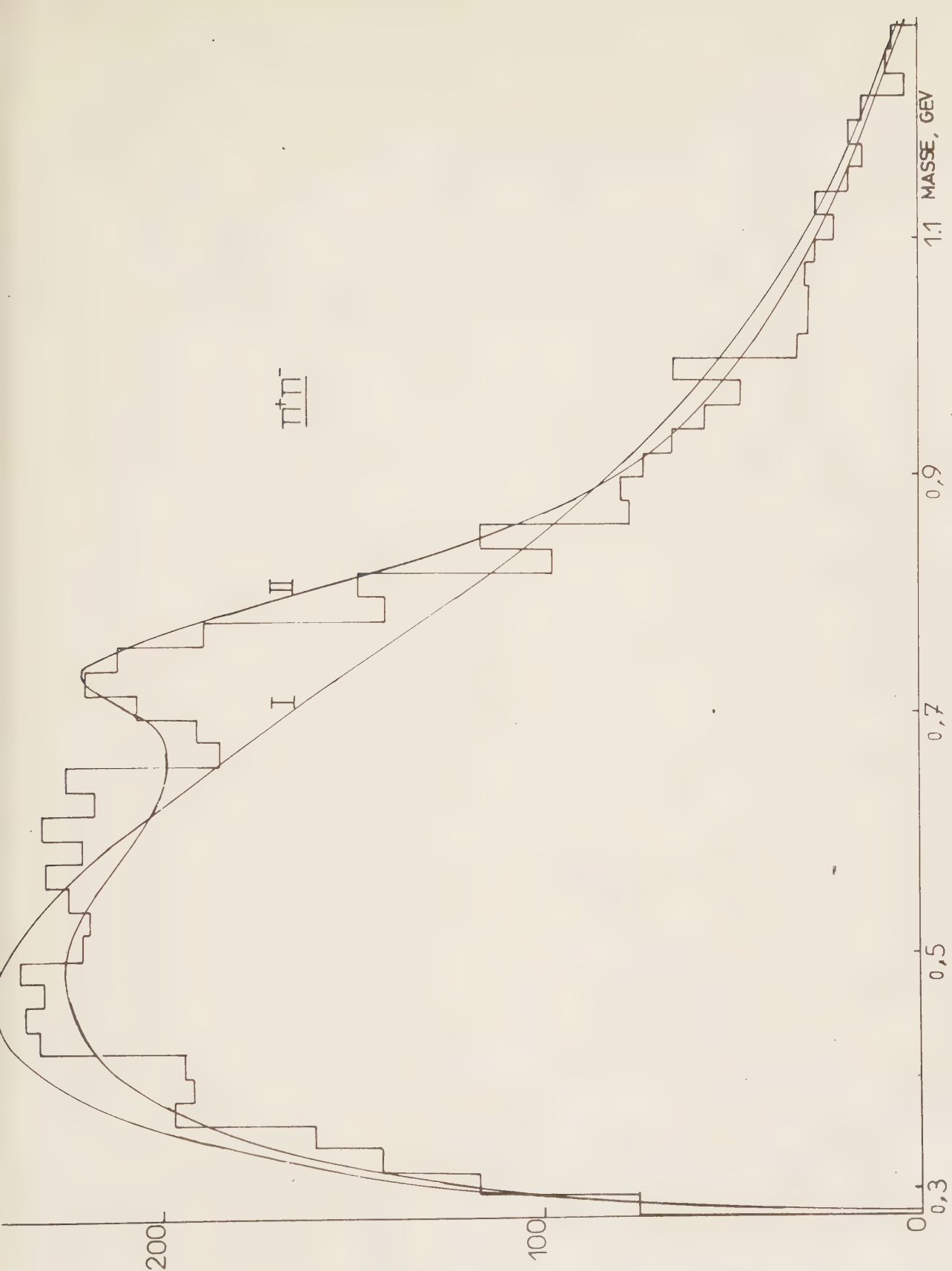


Figure 42f - Spectre de masse effective $\pi^+\pi^-$ (canal A), comparé à l'espace de phase statistique (courbe I). La courbe II représente le meilleur ajustement obtenu en incluant la production de ρ^0 (cf section 4.23).



Figures 42g et 42h - Spectres de masse effective $\pi^-\pi^-$ et $\pi^+\pi^+$ (canal A), comparés aux espaces de phase correspondants.

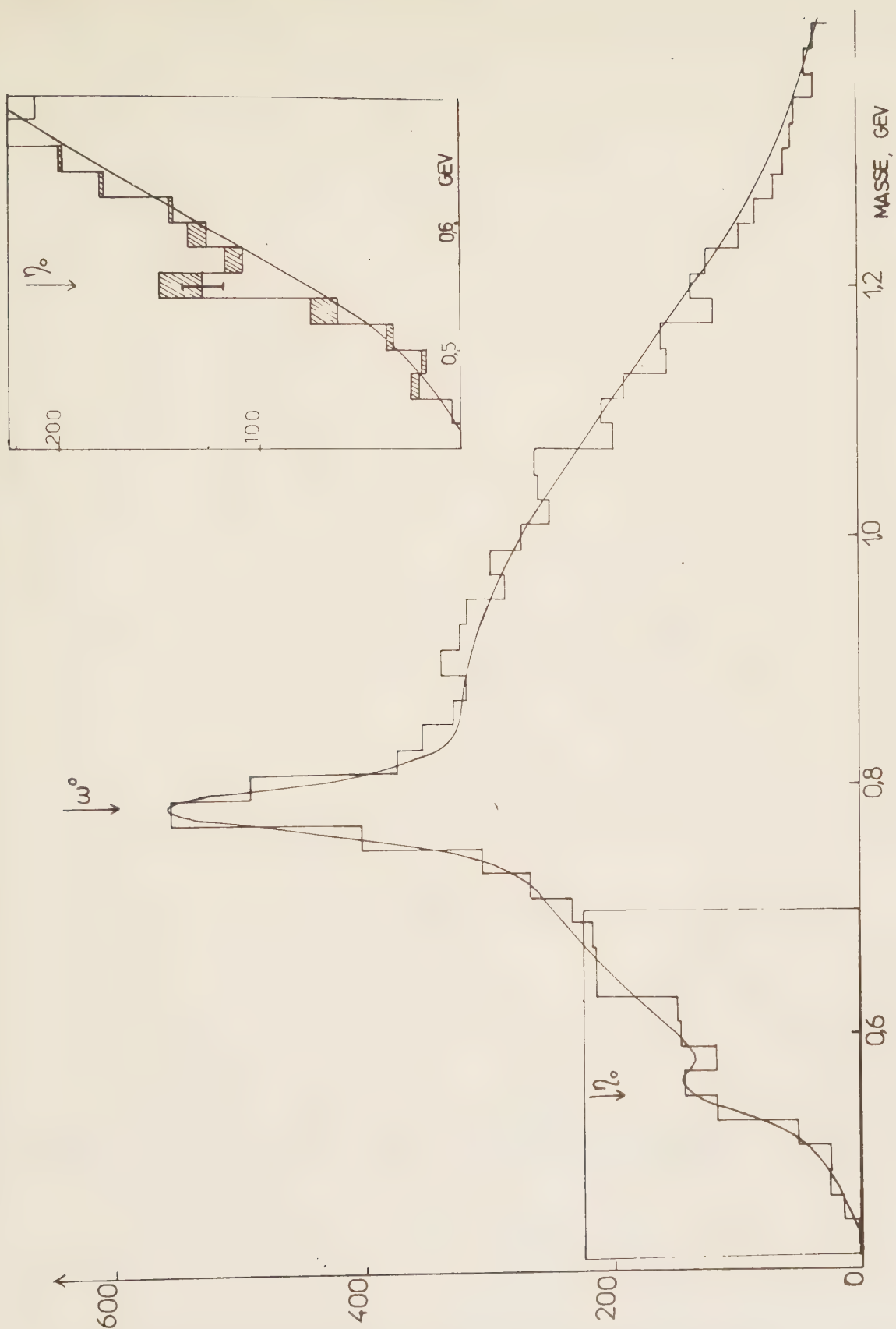


Figure 42i - Spectre de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ (canal B). La courbe est ajustée pour la production de ω^0 et de η^0 . En détail, la région du η^0 ; les combinaisons hachurées proviennent de candidats X^0 (sections 4.24, 4.27 et 4.28).

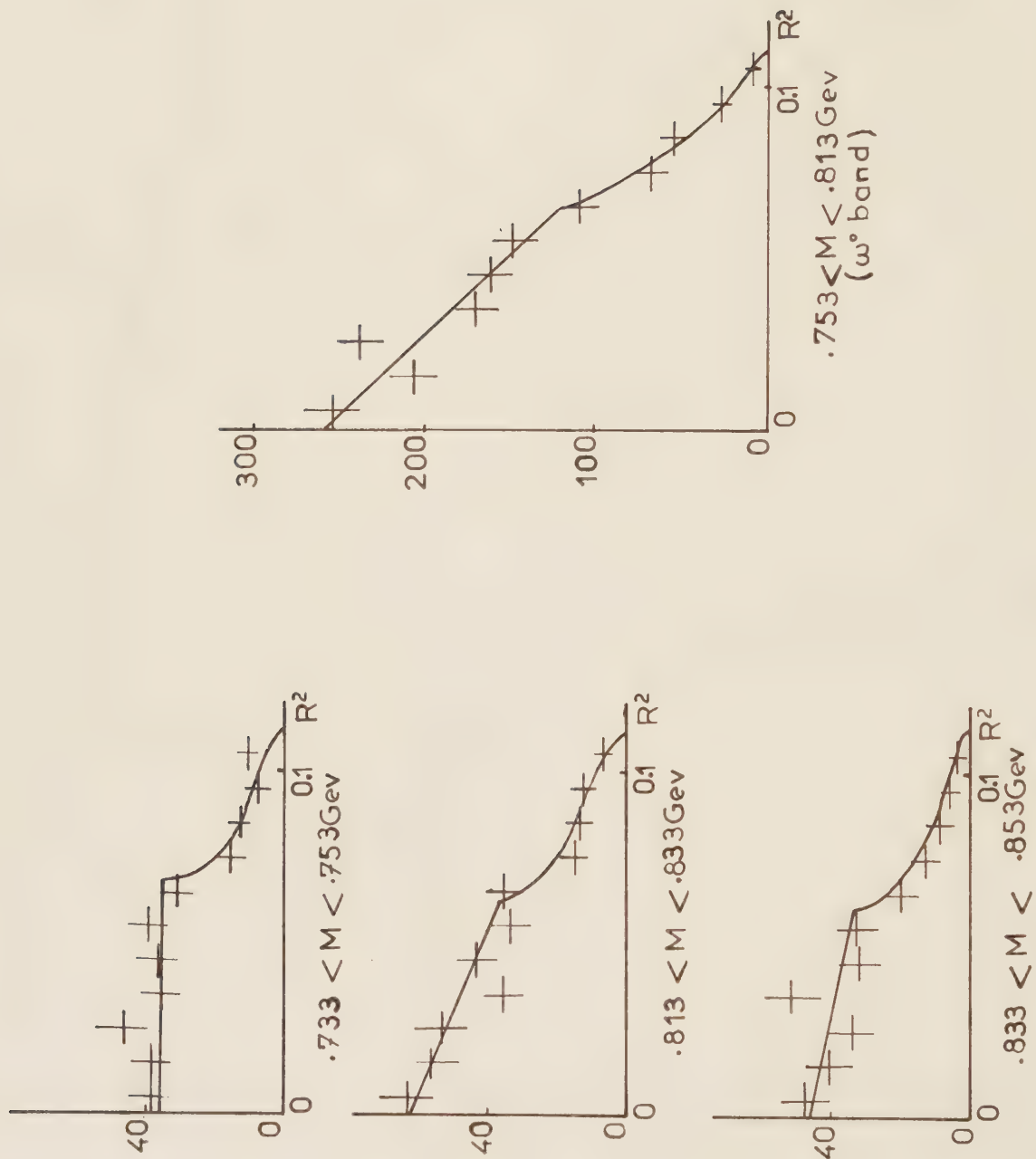


Figure 42j - Densité radiale des diagrammes de Dalitz pour les combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans la région de masse effective du ω^0 (section 4.24).

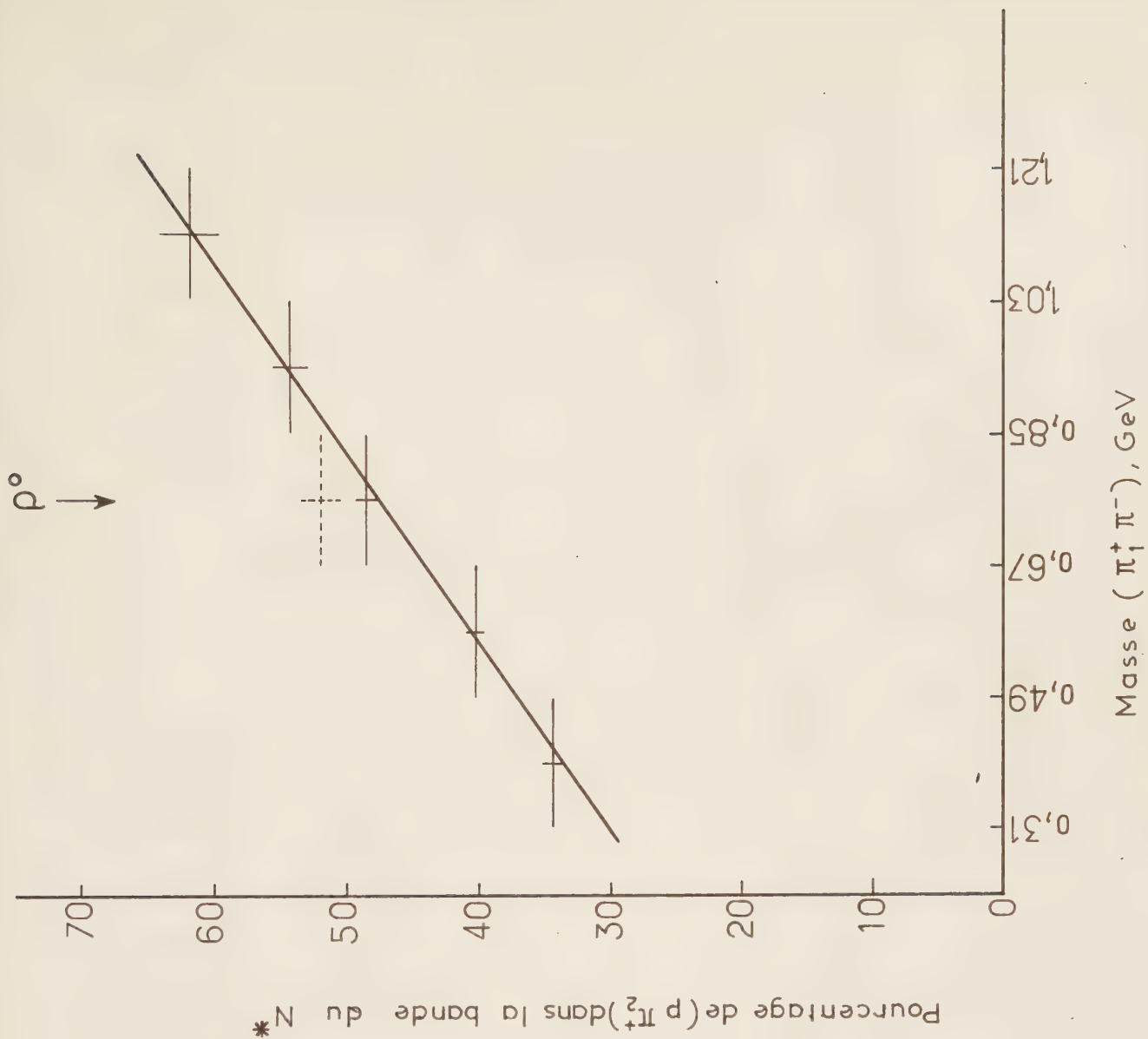
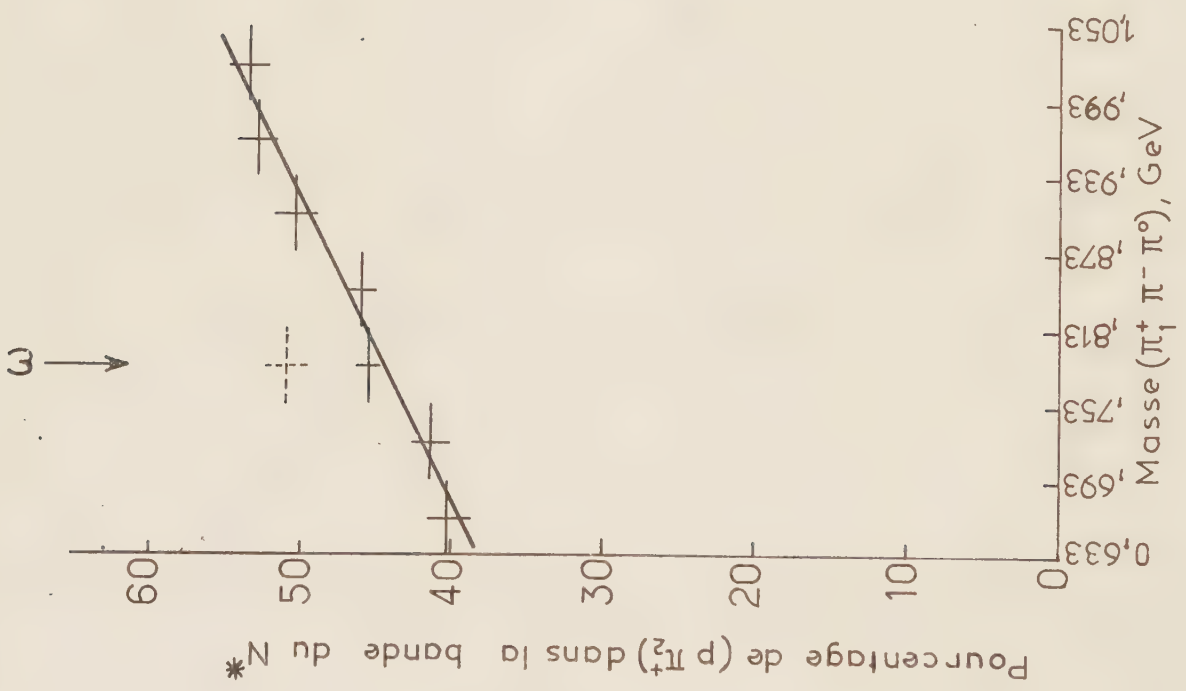
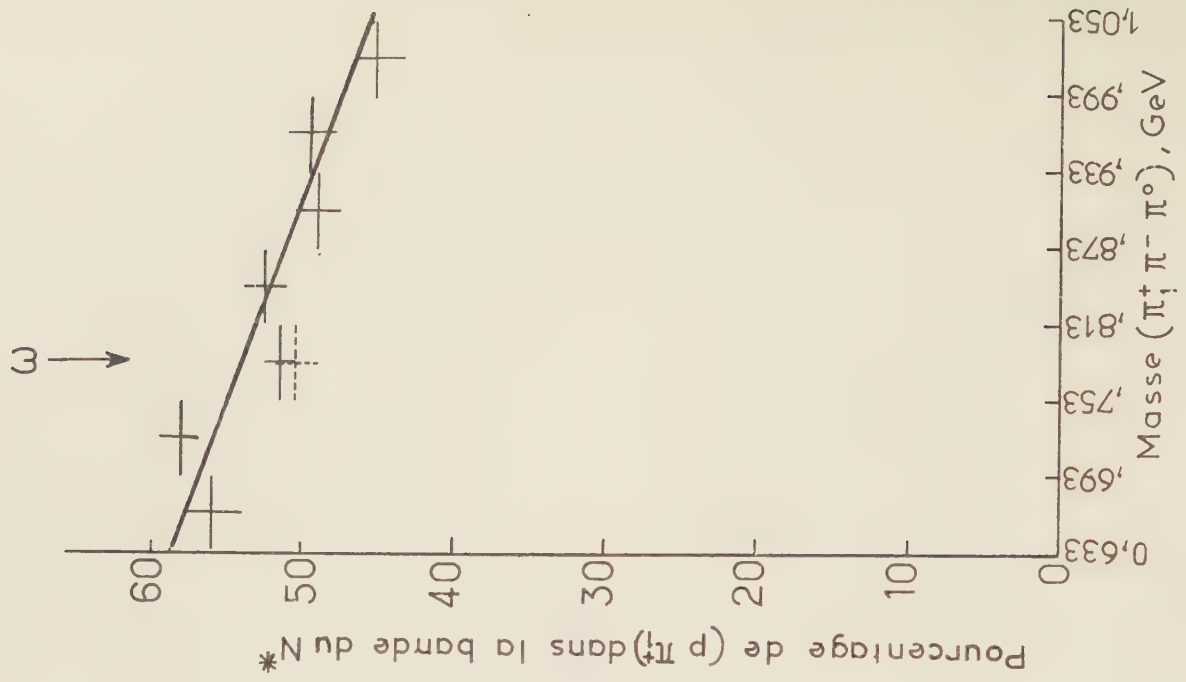


Figure 42k - Recherche de la production associée $\pi^* \rho$ dans le canal Λ (cf. section 4.25).



Figures 42l et 42m - Recherche de la production associée $N^* \omega$ dans le canal B (cf. section 4.25).

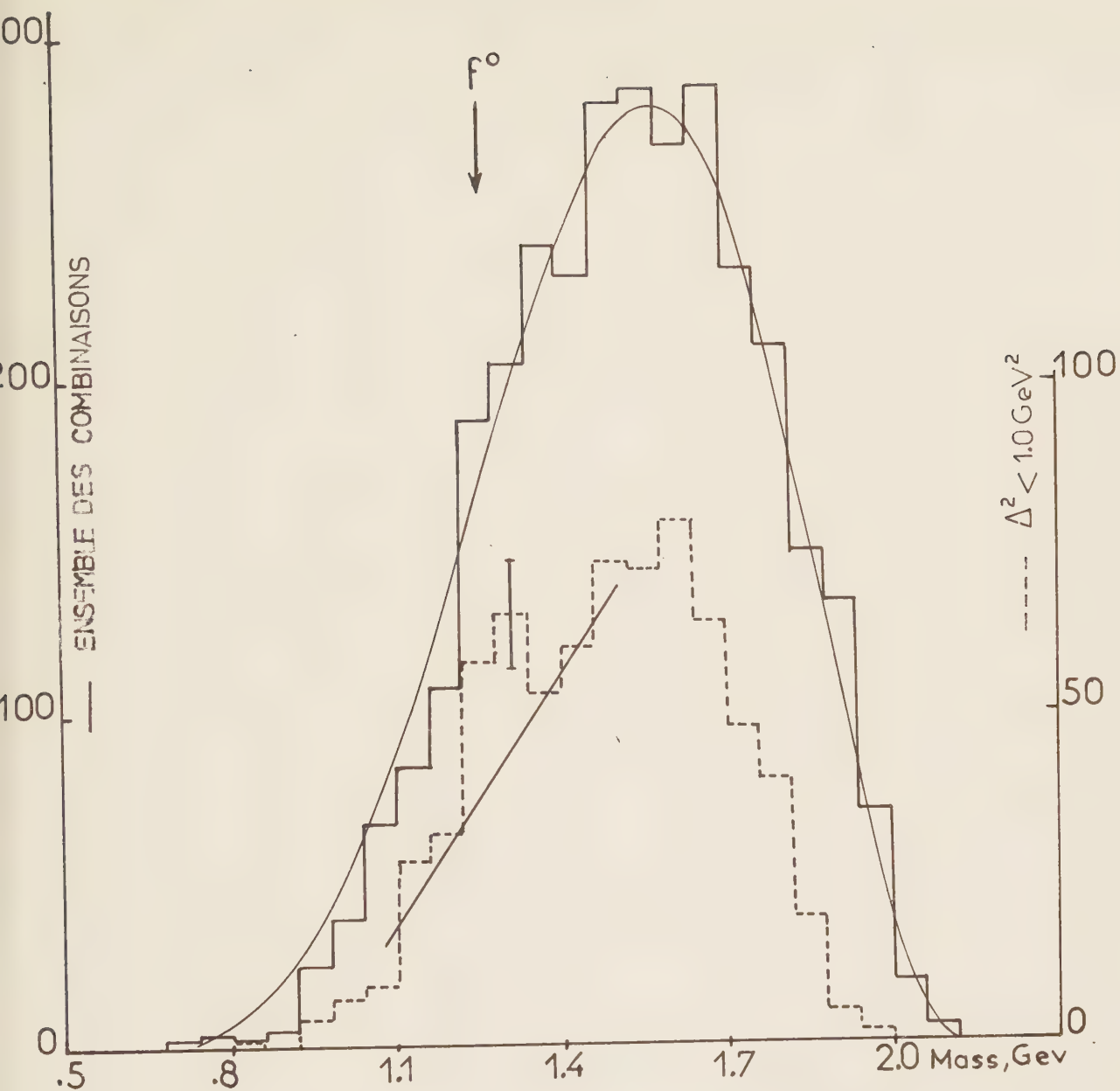


Figure 42n - Observation du $f^0 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ dans le canal A (section 4.26).

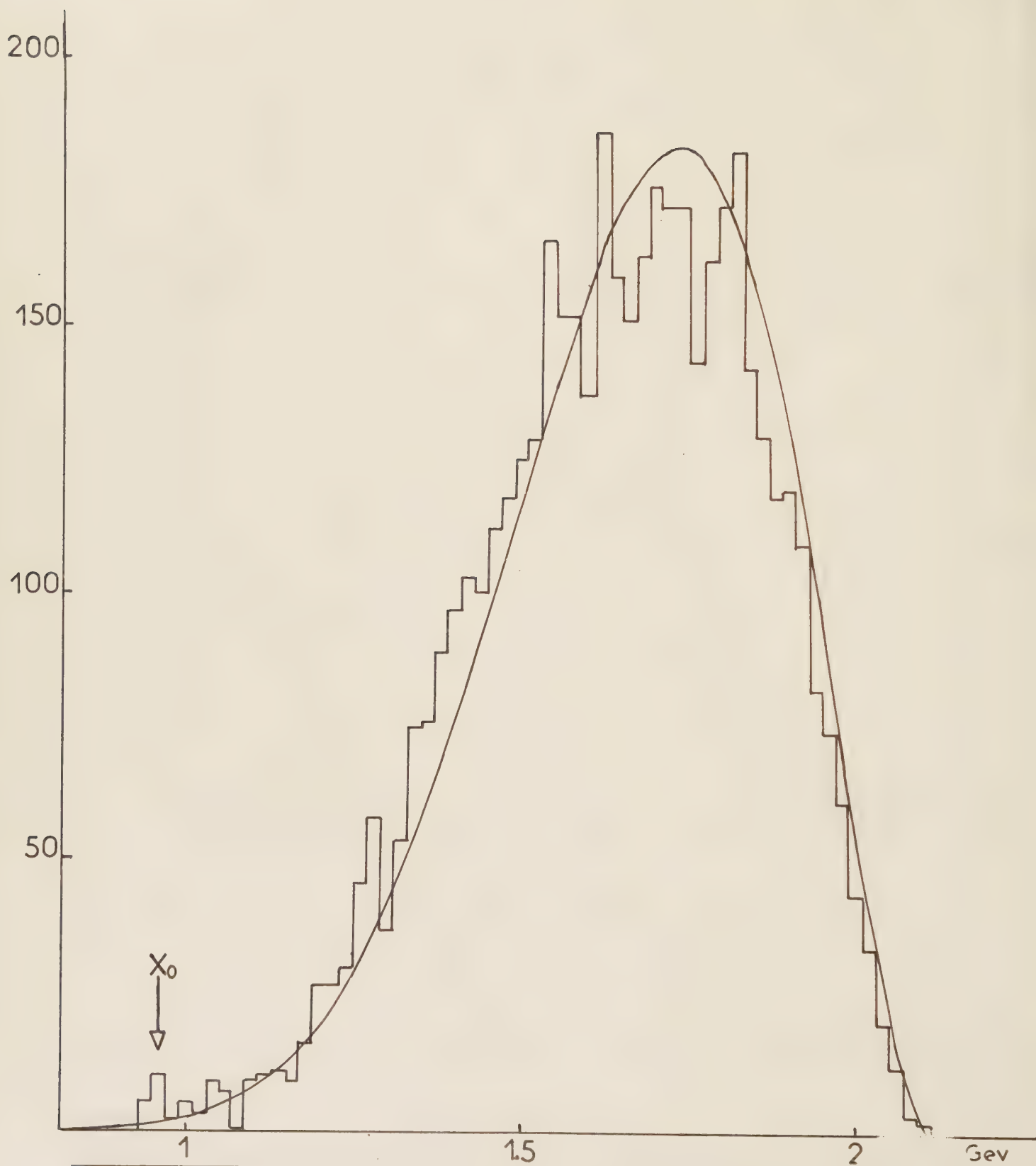


Figure 420 - Observation du $X^0 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ dans le canal B (section 4.27).

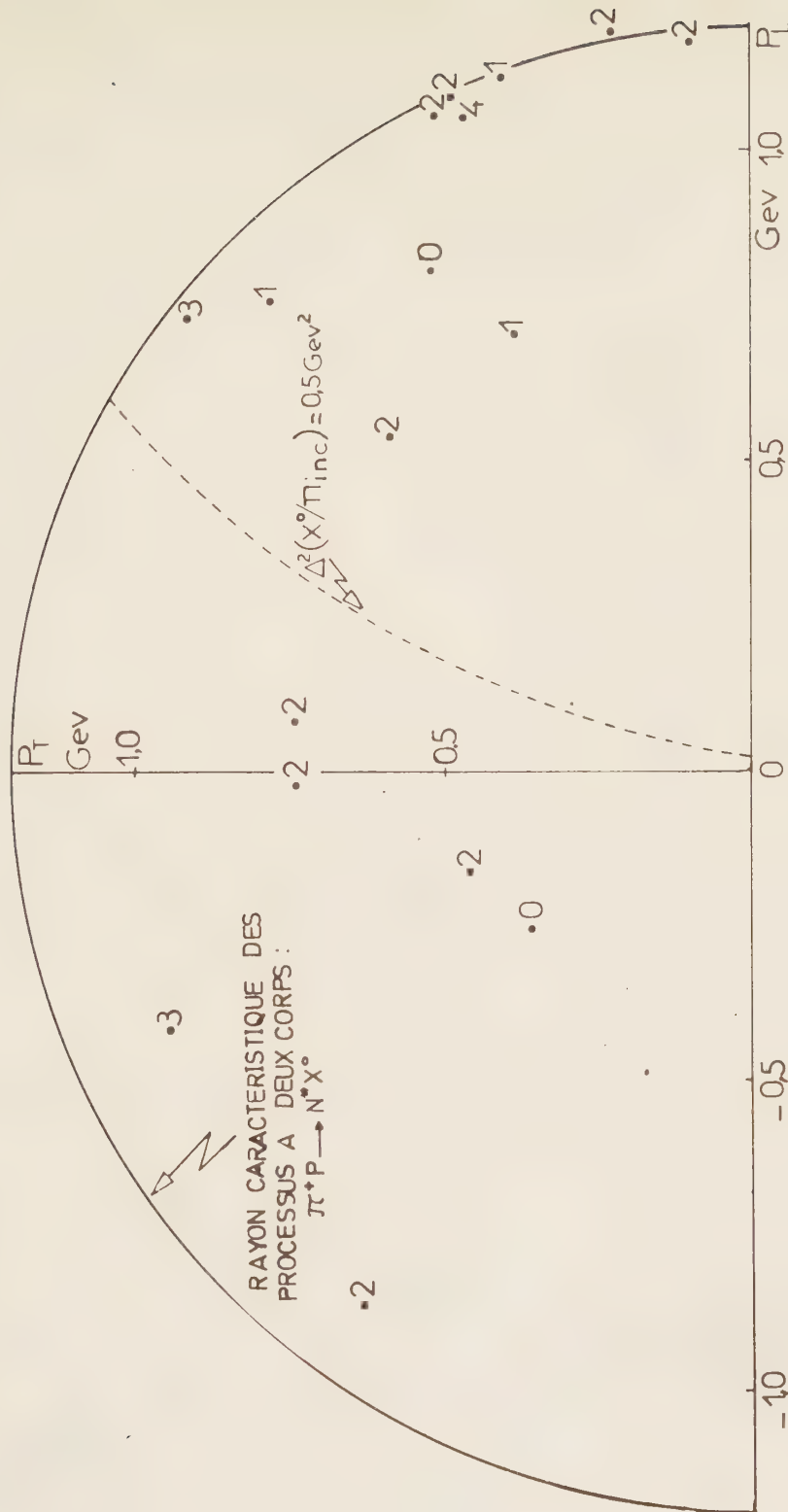


Figure 42p - Diagramme "de Peyrou" pour les candidats X^0 .
 $(0,93 < M(2\pi^+2\pi^-\pi^0) < 0,99 \text{ GeV})$. Les chiffres (de 1 à 4) indiquent
combien de combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ appartenant aux candidats X^0 sont compa-
tibles avec un η^0 . (cf section 4.27).

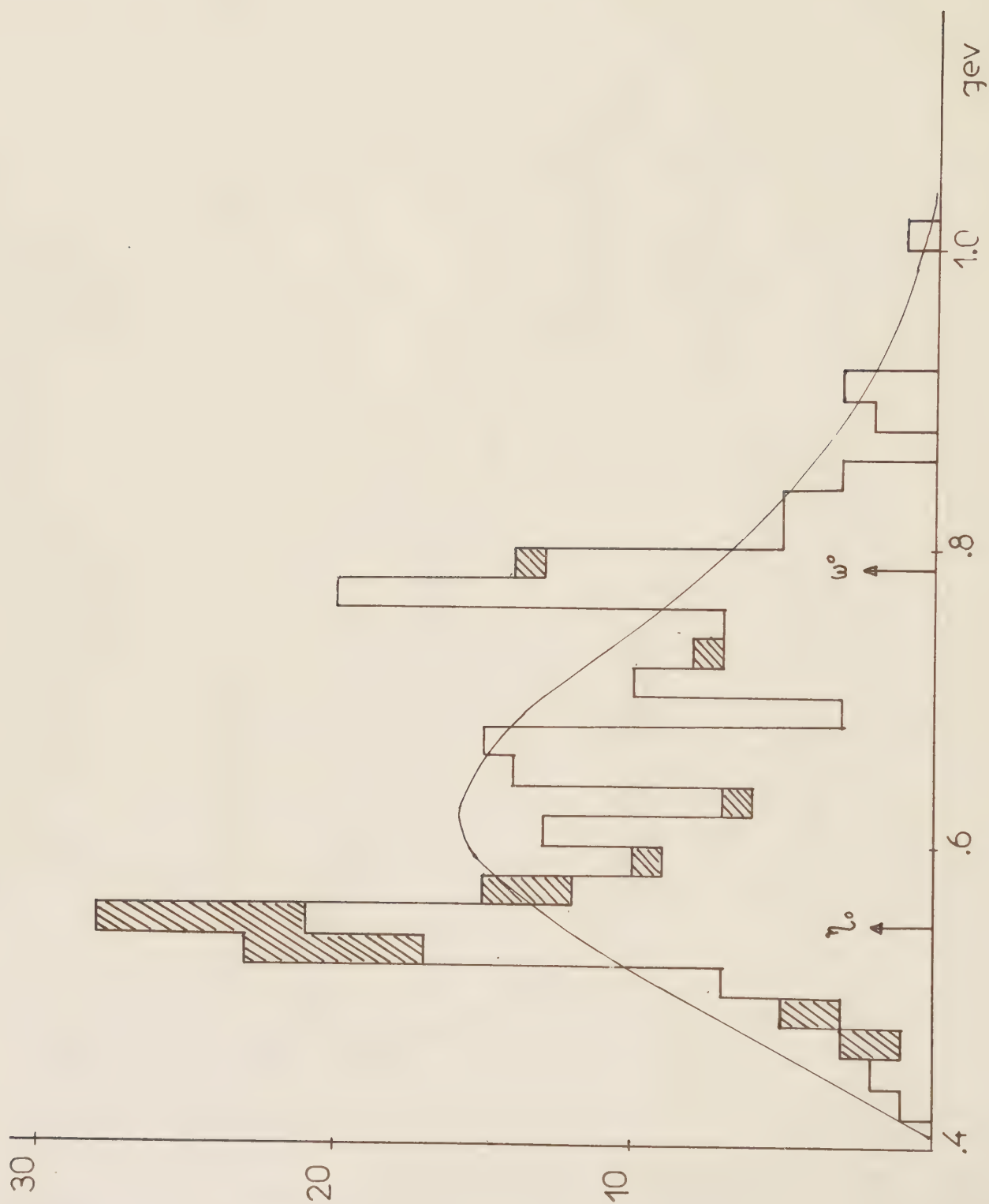


Figure 42q - Spectre de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour les combinaisons constituées de 3 π émis chacun à l'intérieur d'un cône vers l'avant de 120° d'ouverture totale (cf. section 4.28).

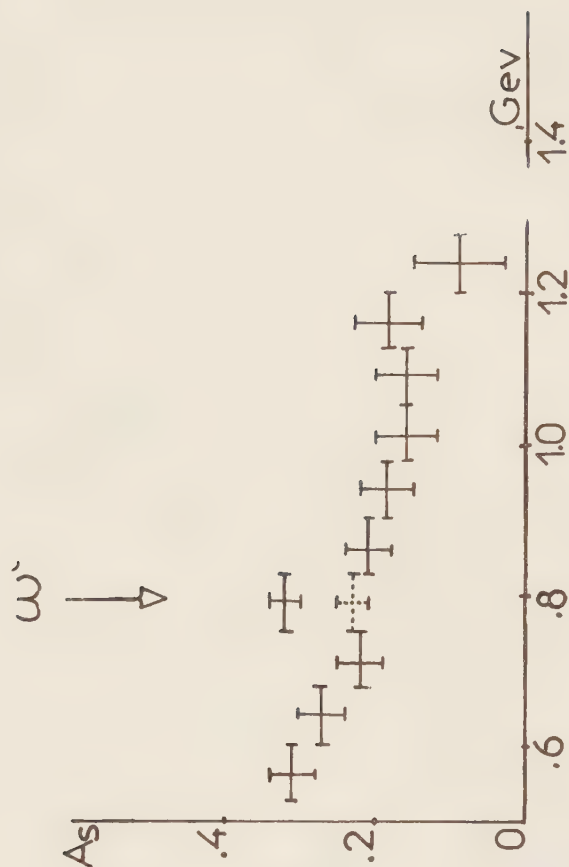


Figure 43a - Observation de la variation du paramètre d'asymétrie des distributions angulaires des systèmes $\pi^+\pi^-\pi^0$ en fonction de la masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$.

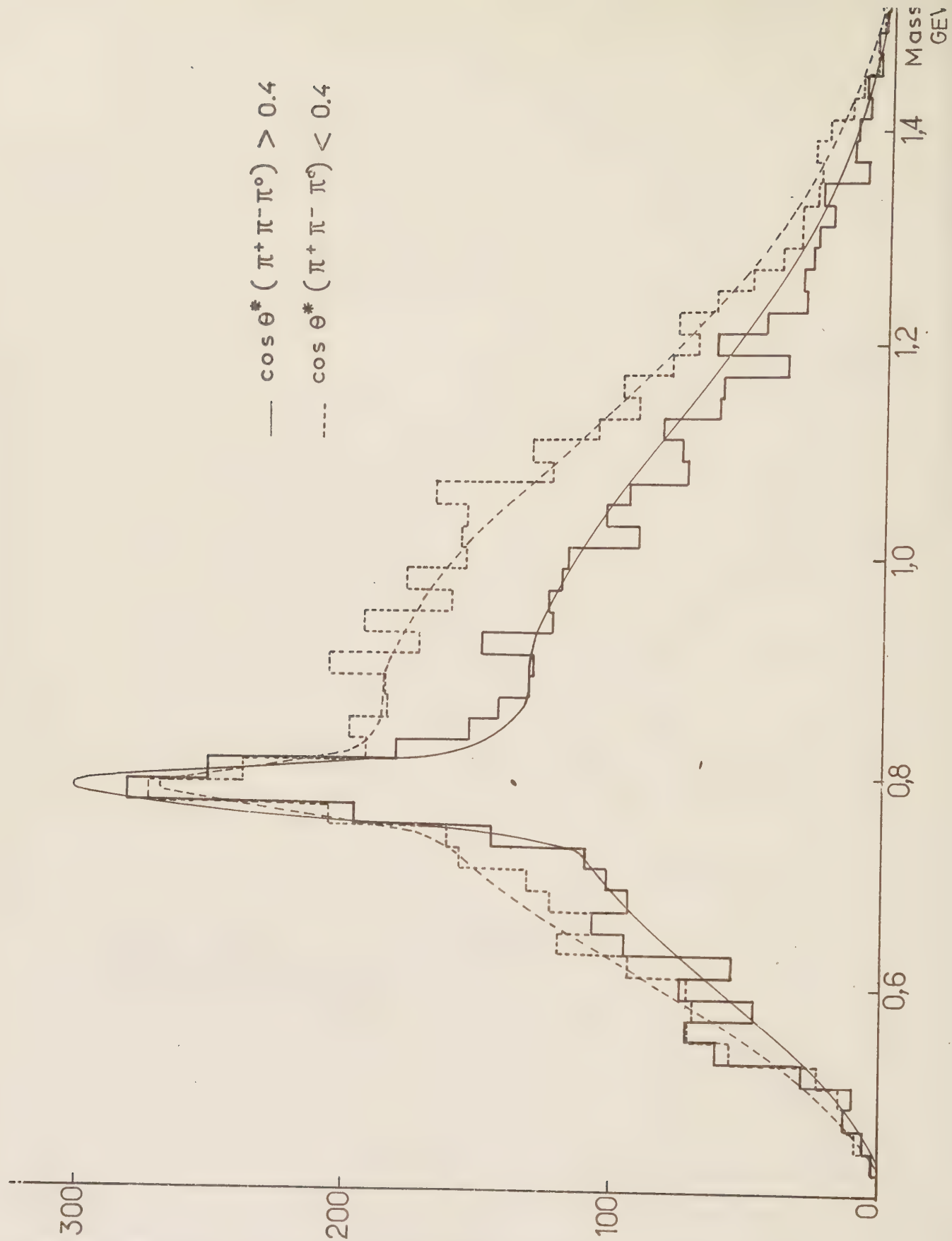


Figure 43b - Spectre de masse effective $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour deux intervalles de l'angle d'émission des systèmes de trois π dans le centre de masse de l'interaction (section 4.31).

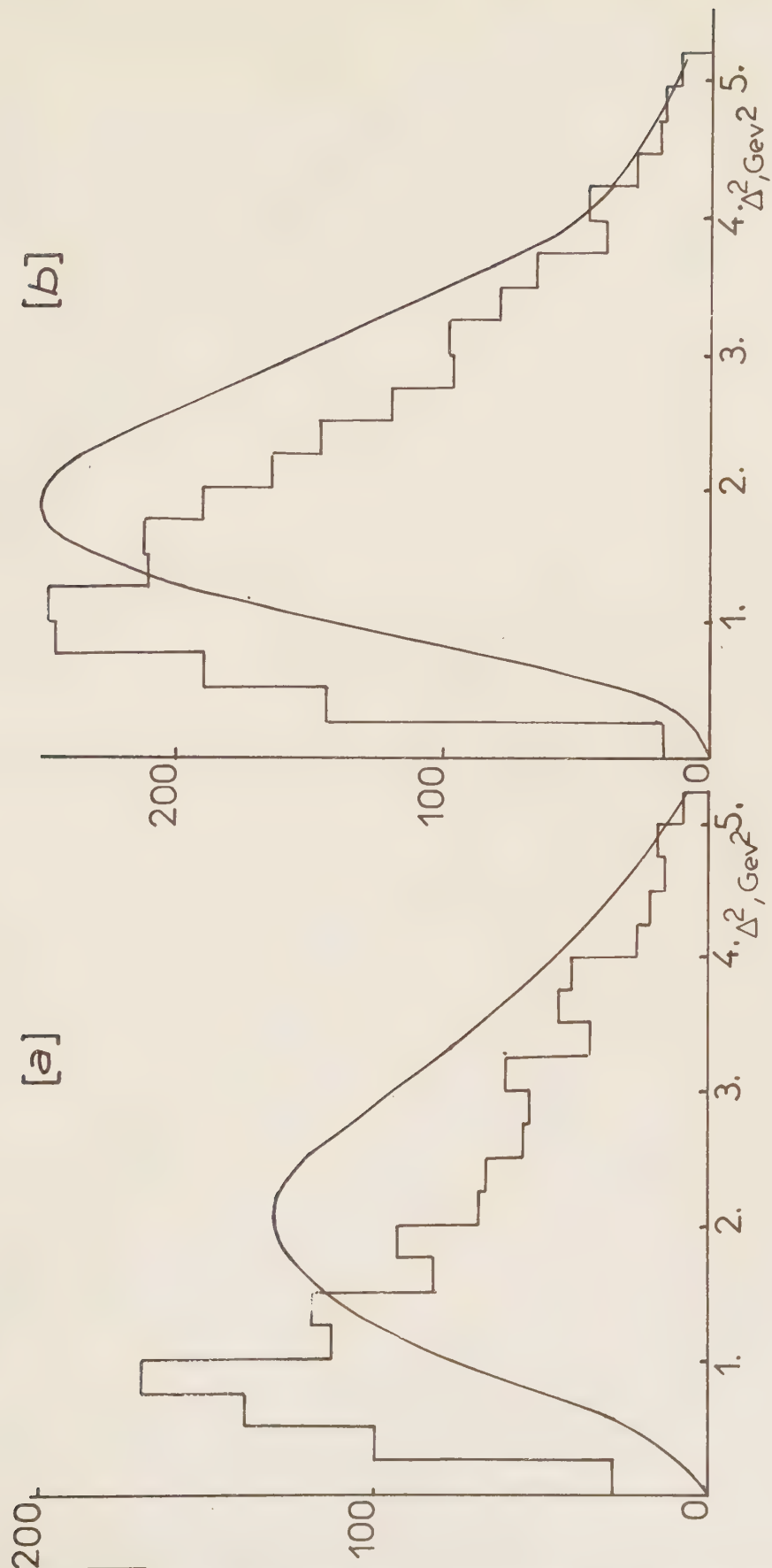


Figure 43c - Spectre de transfert des combinaisons $\pi^+ p$ appartenant à la région du N^* ($1,12 < M(\pi^+ p) < 1,30$ GeV), comparé à l'espace de phase statistique (à gauche : canal A; à droite, canal B).

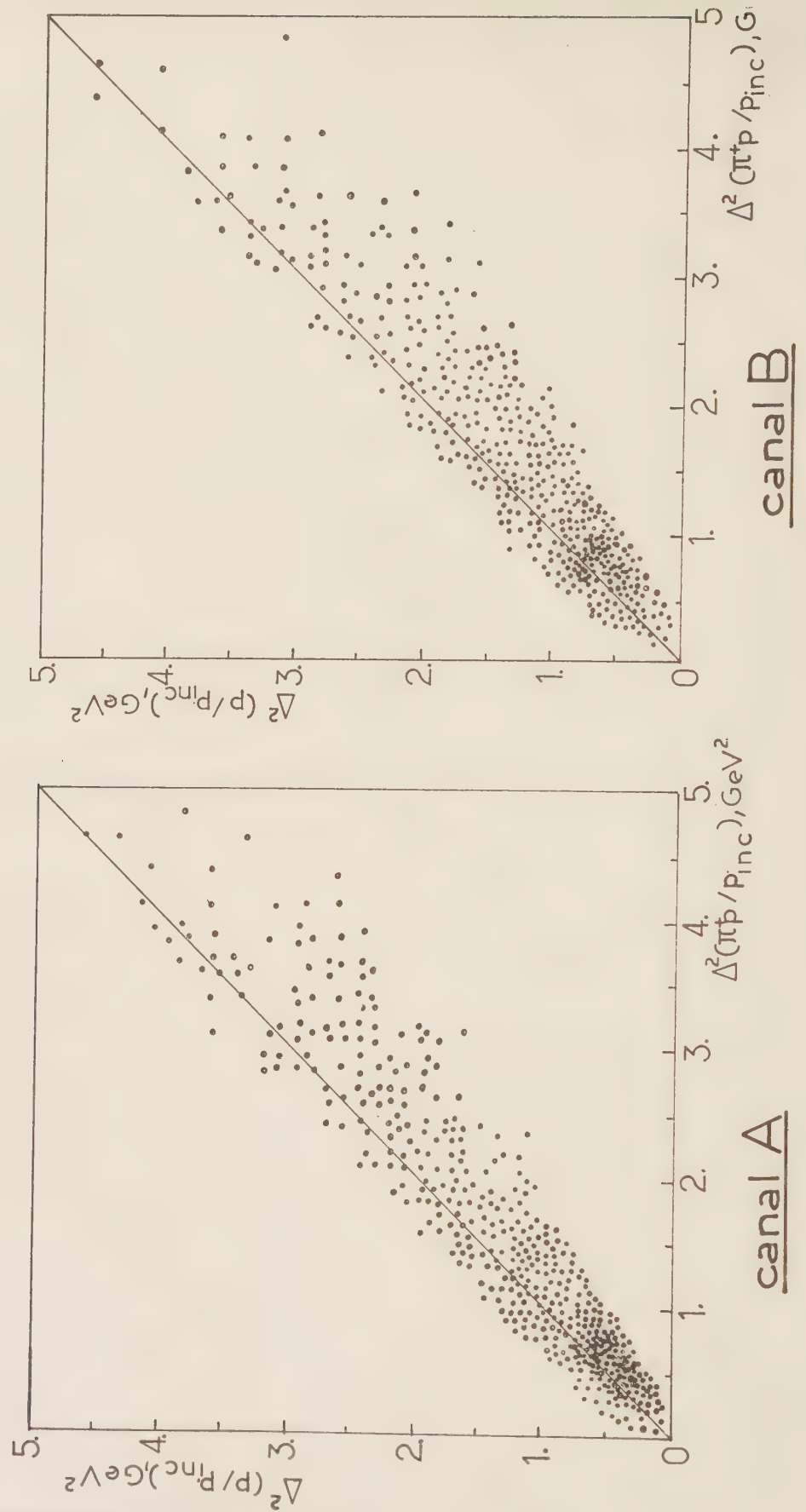


Figure 43d - Corrélation entre la valeur des transterts pour les systèmes π^+p appartenant à la bande de masse du N^* d'une part et pour les nucléons seuls d'autre part (cf section 4.32). Chaque point représente environ 1/400ème de la statistique à notre disposition.

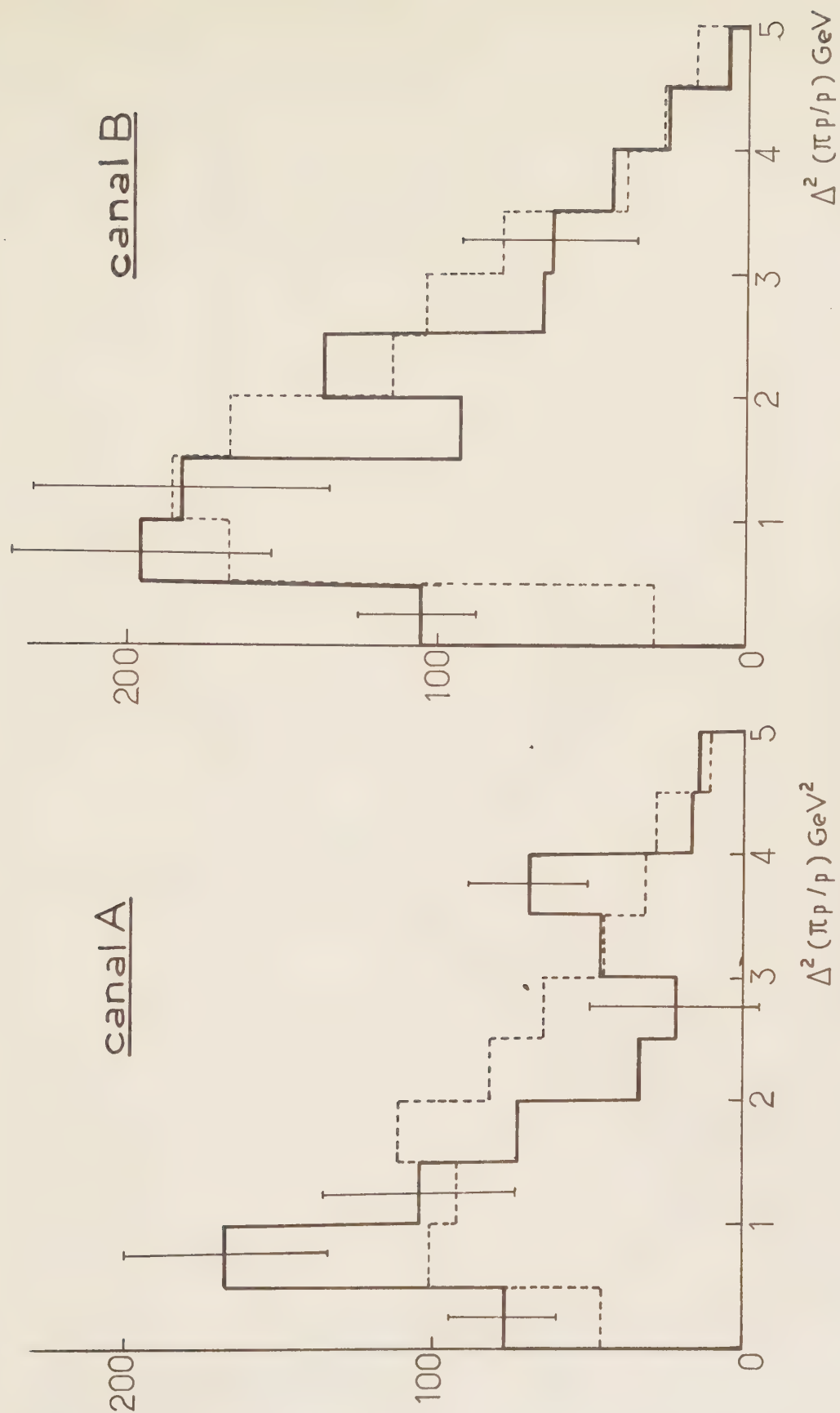
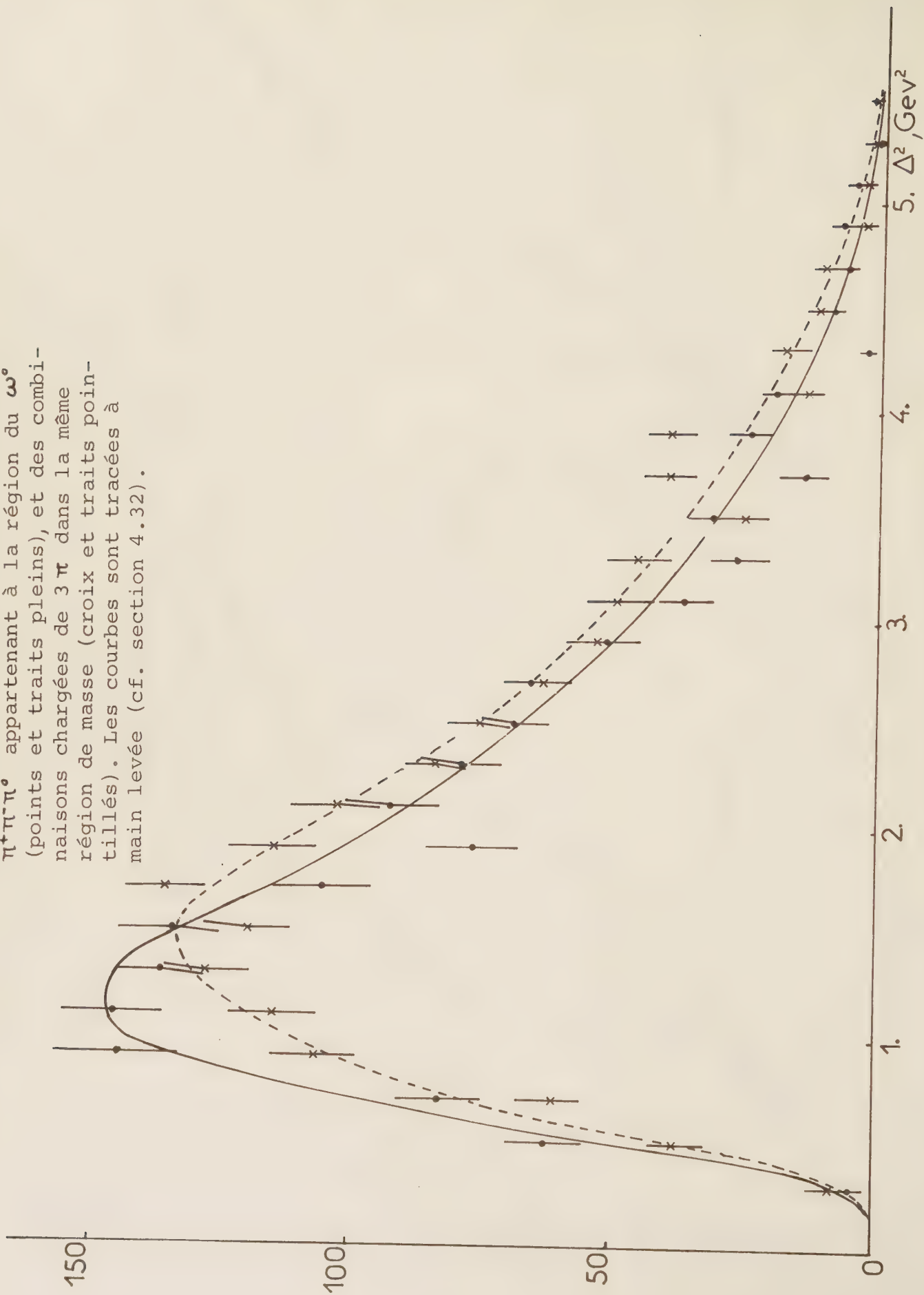


Figure 43. - Spectre de transport des combinaisons $\pi^+ p$ attribuées
 * (cf. section 4.32), comparées au spectre de transport des combi-
 naisons $\pi^- p$ de masse comparable.

Figure 43f - Spectre de transfert (par rapport au π incident) des combinaisons $\eta^+\pi^-\eta^0$ appartenant à la région du ω^0 (points et traits pleins), et des combinaisons chargées de 3π dans la même région de masse (croix et traits pointillés). Les courbes sont tracées à main levée (cf. section 4.32).



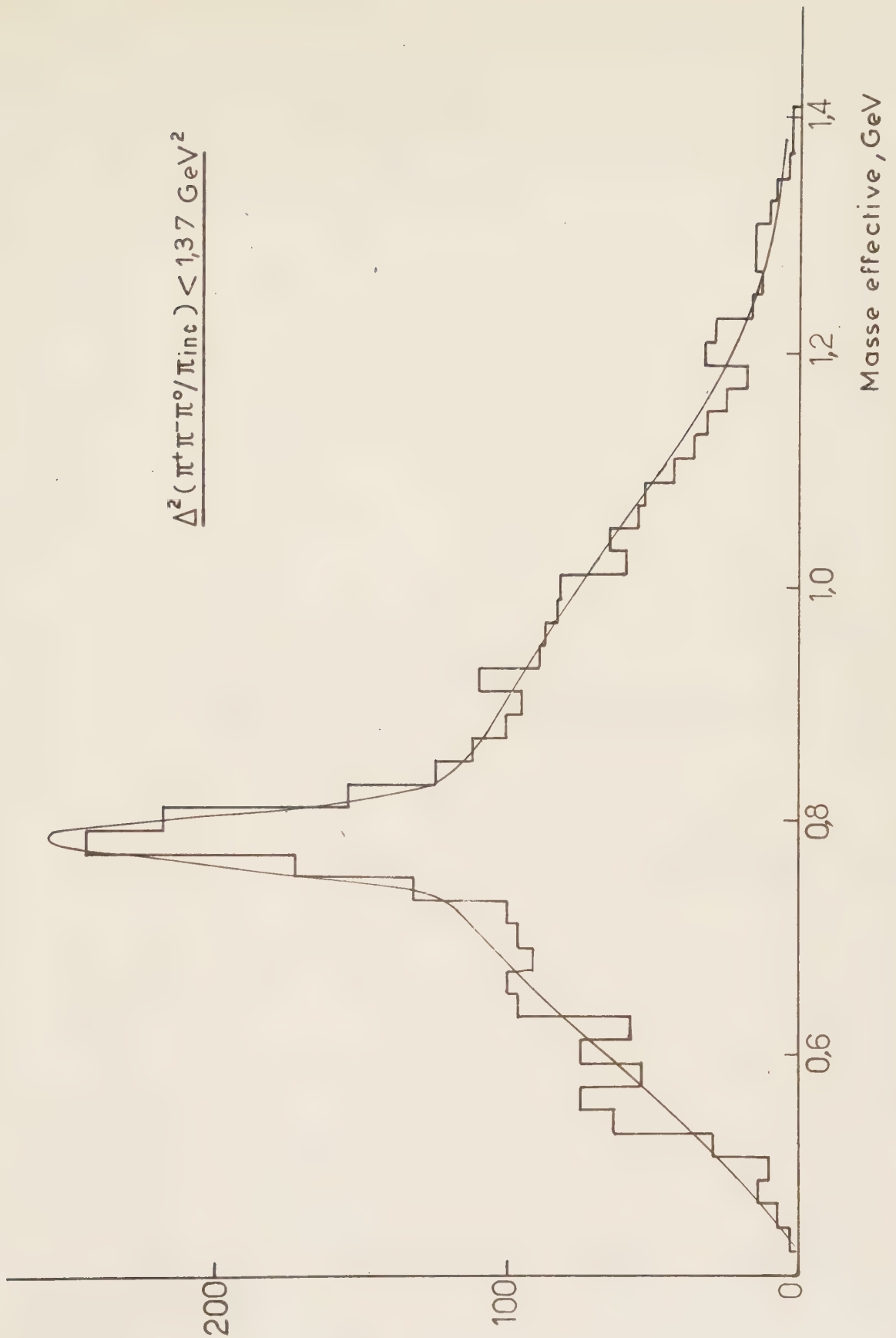


Figure 43g - Spectre de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour les combinaisons présentant un transfert (par rapport au π incident) inférieur à $1,37 \text{ GeV}^2$. La courbe est ajustée (cf. section 4.32).

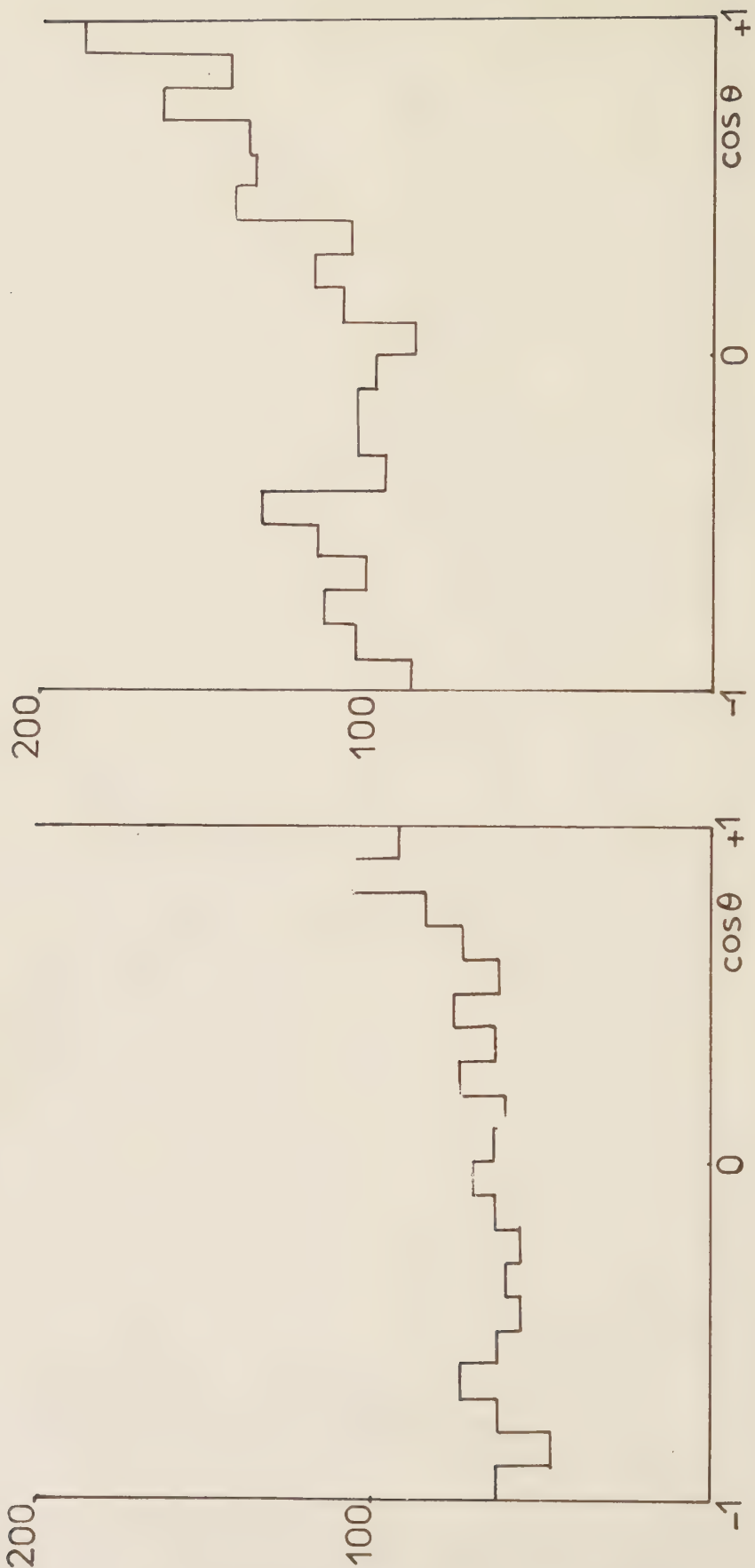
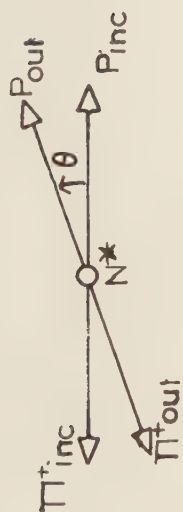


Figure 44a - Distribution de l'angle de diffusion (p,p) calculé dans le centre de masse effective des systèmes π^+p , pour la région de masse effective du N^* .

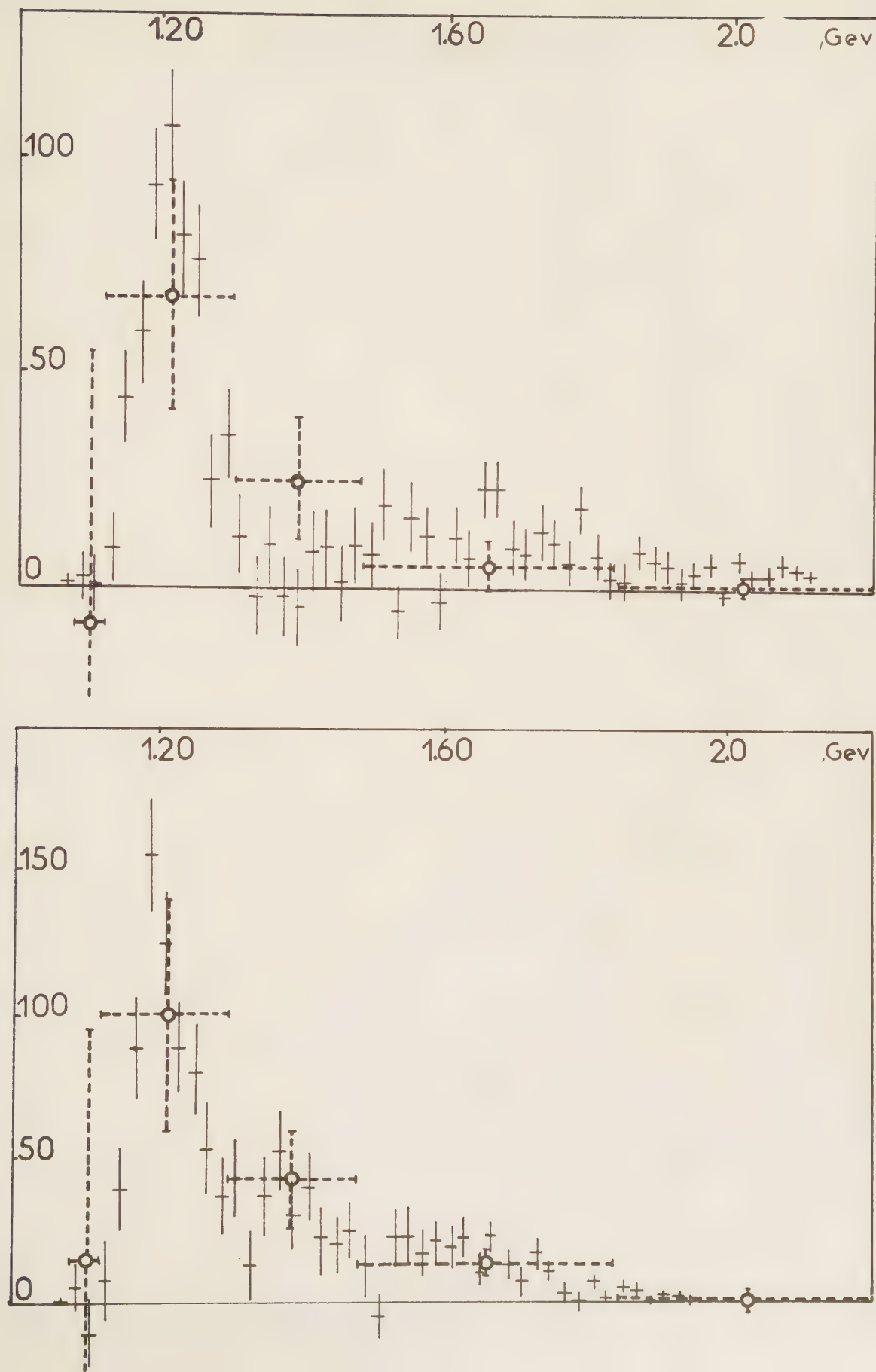


Figure 44b - En comparant les distributions précédentes pour les combinaisons $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ appartenant à divers intervalles de masse effective, nous avons estimé le nombre de combinaisons $\pi^+ p$ caractérisées par une désintégration symétrique dans leur centre de masse (croix pointillées); cf. section 4.41. Les croix pleines correspondent à l'excès de combinaisons $\pi^+ p$ au dessus de l'espace de phase statistique, estimé au chapitre 4.5.

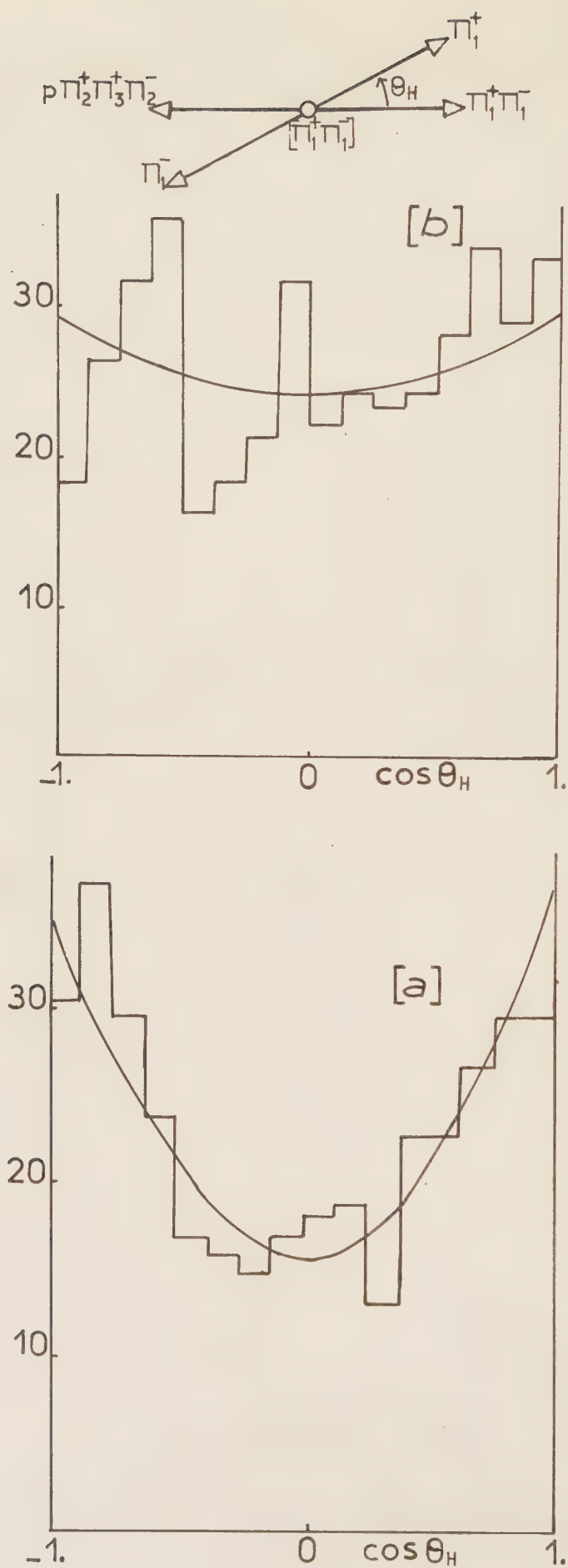


Figure 44c - Etude de la distribution angulaire des produits de désintégration des systèmes $\pi^+ \pi^-$ dans la région du ρ^0 [a], et dans les régions de masse effective voisine [b].

Figure 44d - Test de l'indépendance
de l'effet d'anisotropie de la désin-
tégration du ρ vis à vis de la pro-
duction de N^* . (cf. section 4.42)



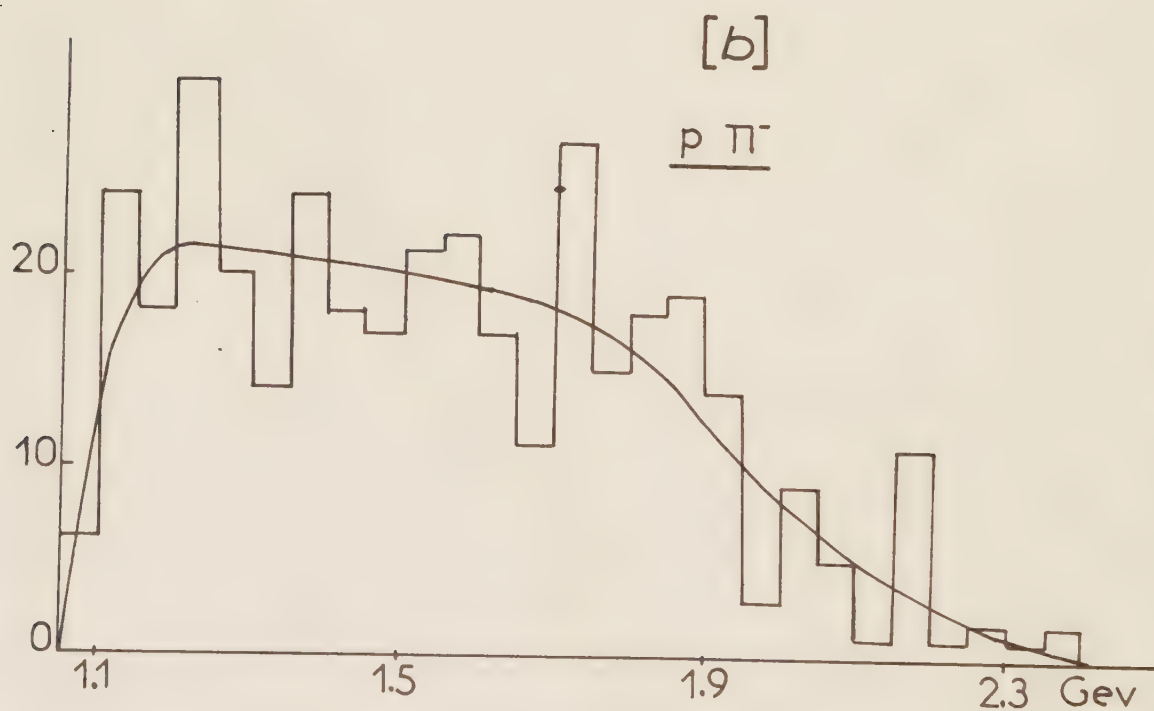
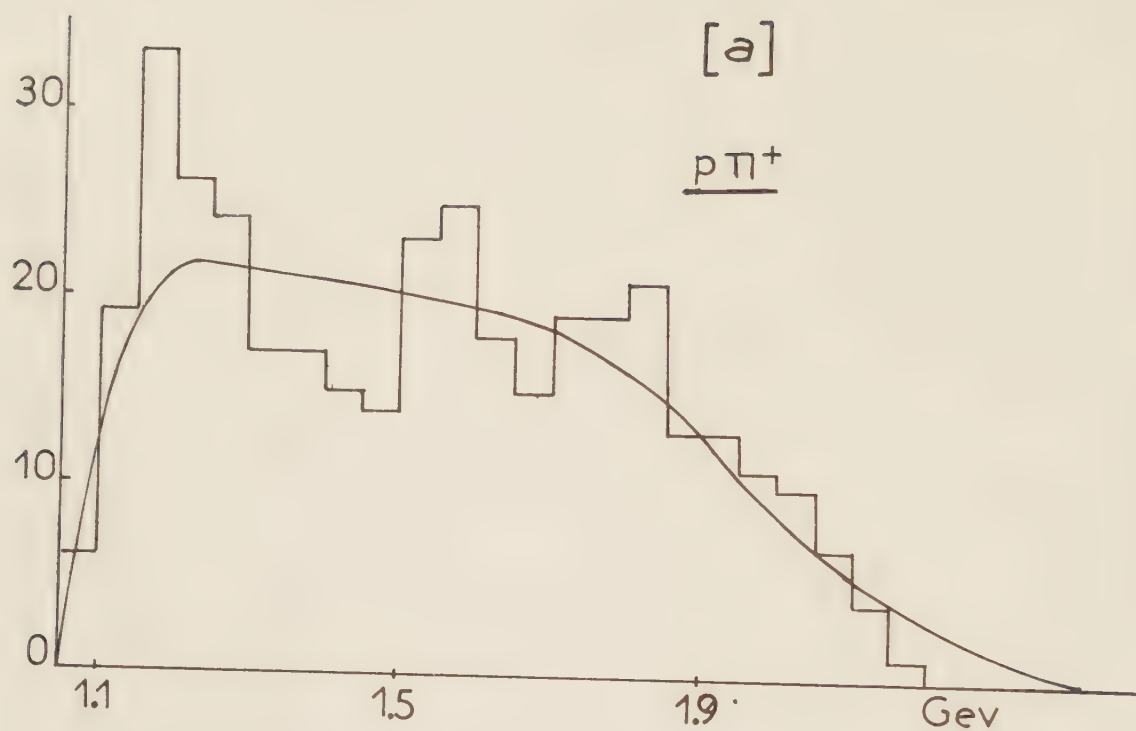


Figure 44e - Test de l'indépendance de l'effet d'anisotropie de la désintégration du ρ vis à vis de la production de N^* (cf. section 4.42).

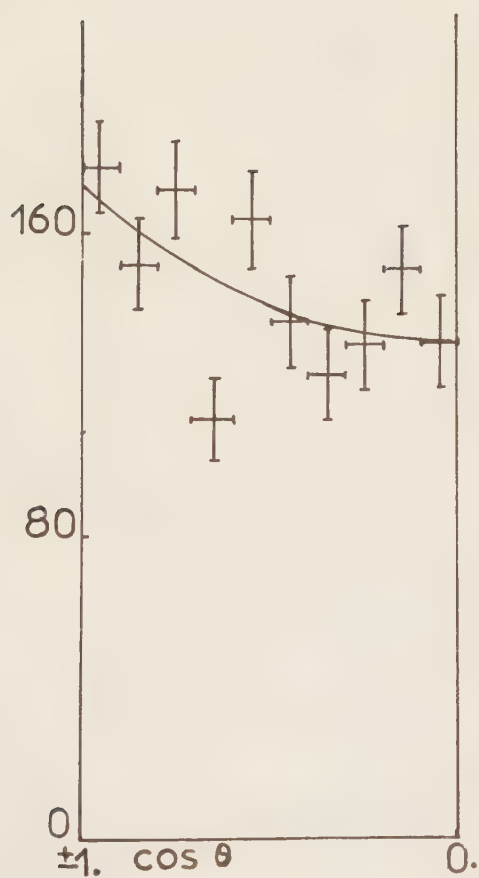
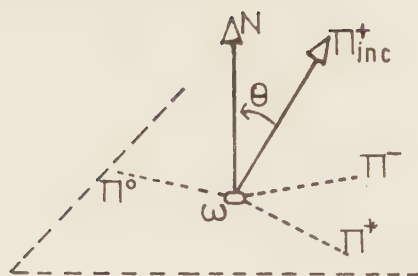


Figure 44f - Etude de la distribution angulaire des produits de désintégration des systèmes $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans la région du ω^0 (cf. section 4.43).

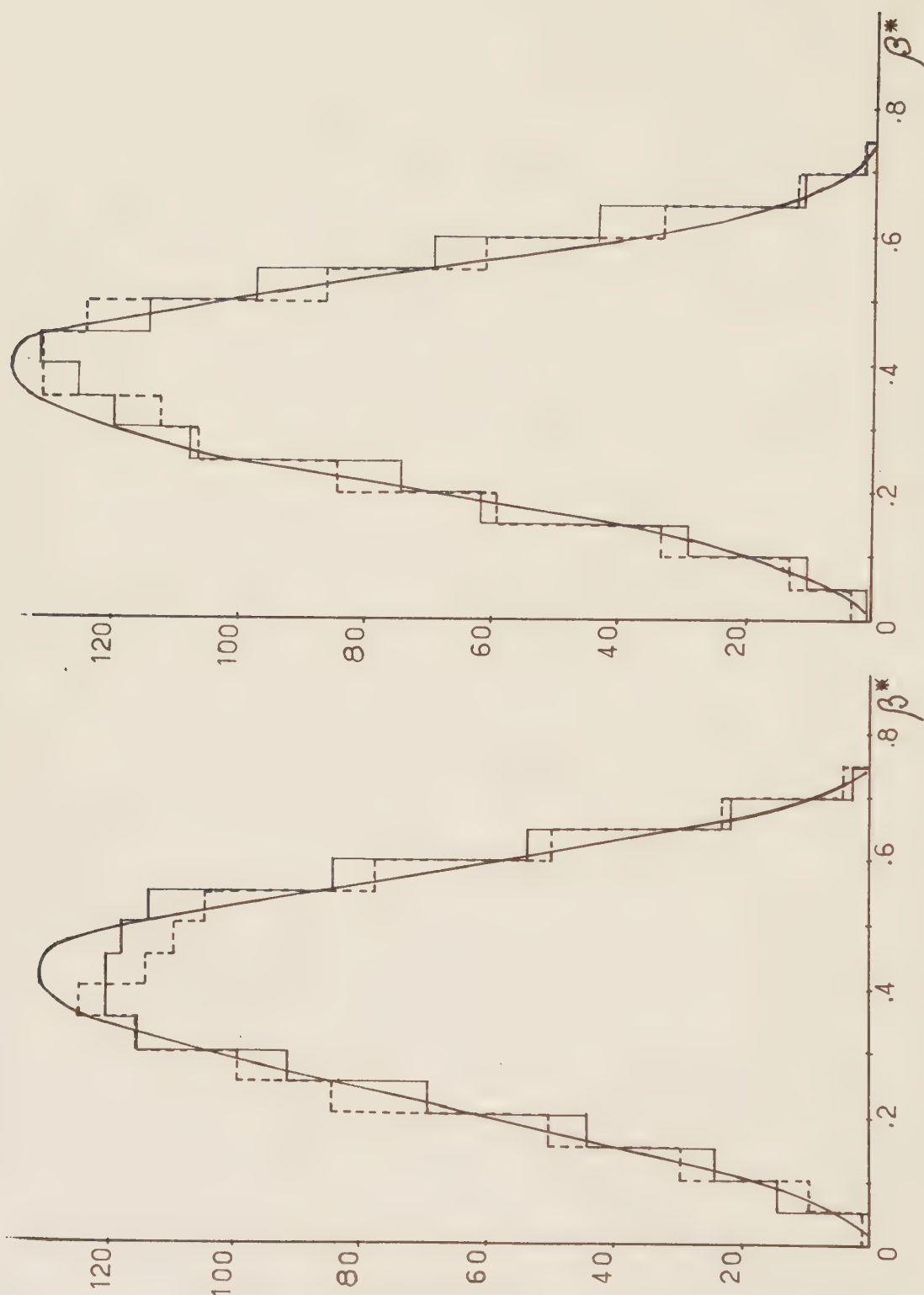
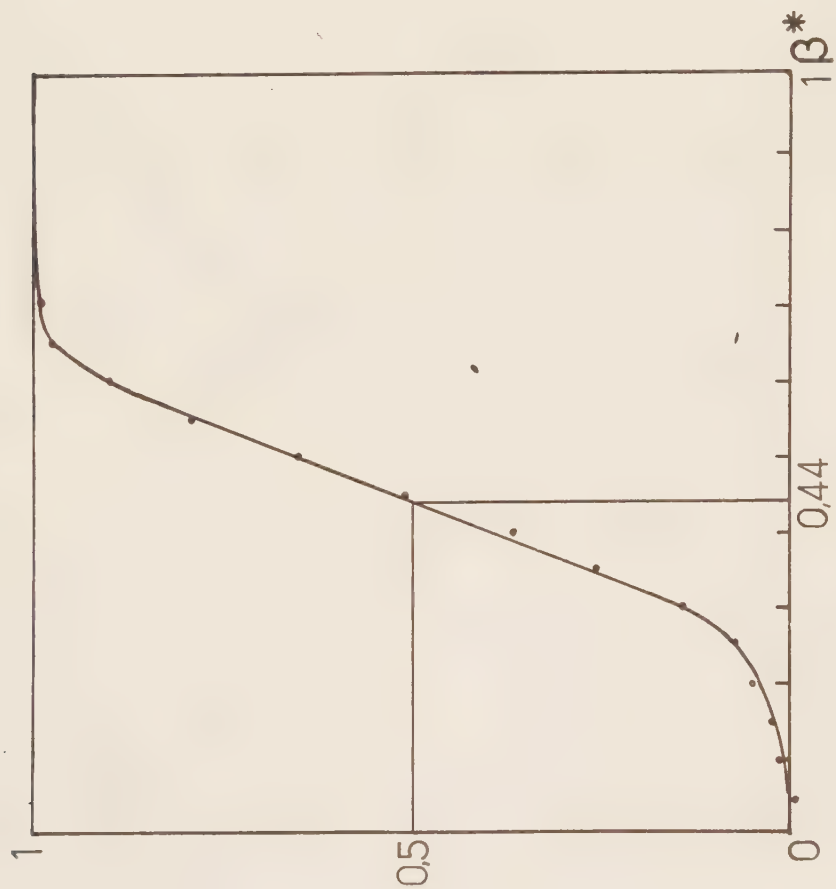


Figure 45a - Spectres de vitesse des combinaisons π^+ (traits pleins) et π^- (pointillés) pour les canaux A et B, comparés aux prédictions de l'espace de phase statistique.

canal A



canal B

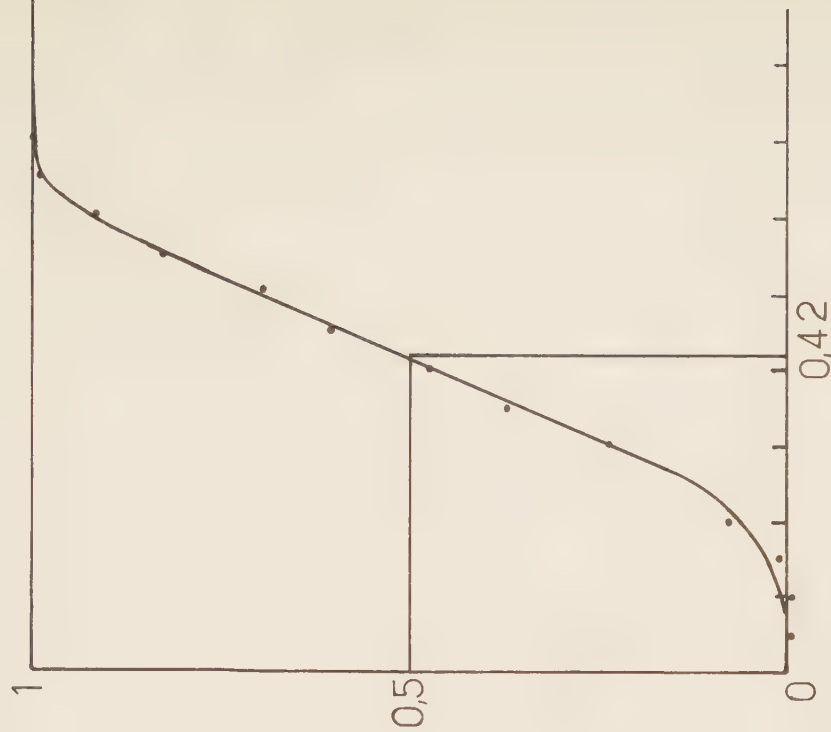


Figure 45b - Spectre de vitesse, intégrés, attribués aux combinaisons résonnantes dans les canaux A et B (cf. section 4.53).

CANAL A

100

$$\underline{\beta^* > 0.44}$$

50

0

1,2

1,4

1,6

1,8

MASSE, GEV

50

$$\underline{\beta^* < 0.44}$$

0

1,2

1,4

1,6

1,8

2,0

MASSE, GEV

Figure 45c - Comparaison des spectres de masse effective des combinaisons π^+p de haute et basse vitesse dans le centre de masse de masse de l'interaction (canal A); cf. sections 4.54 et 4.55.

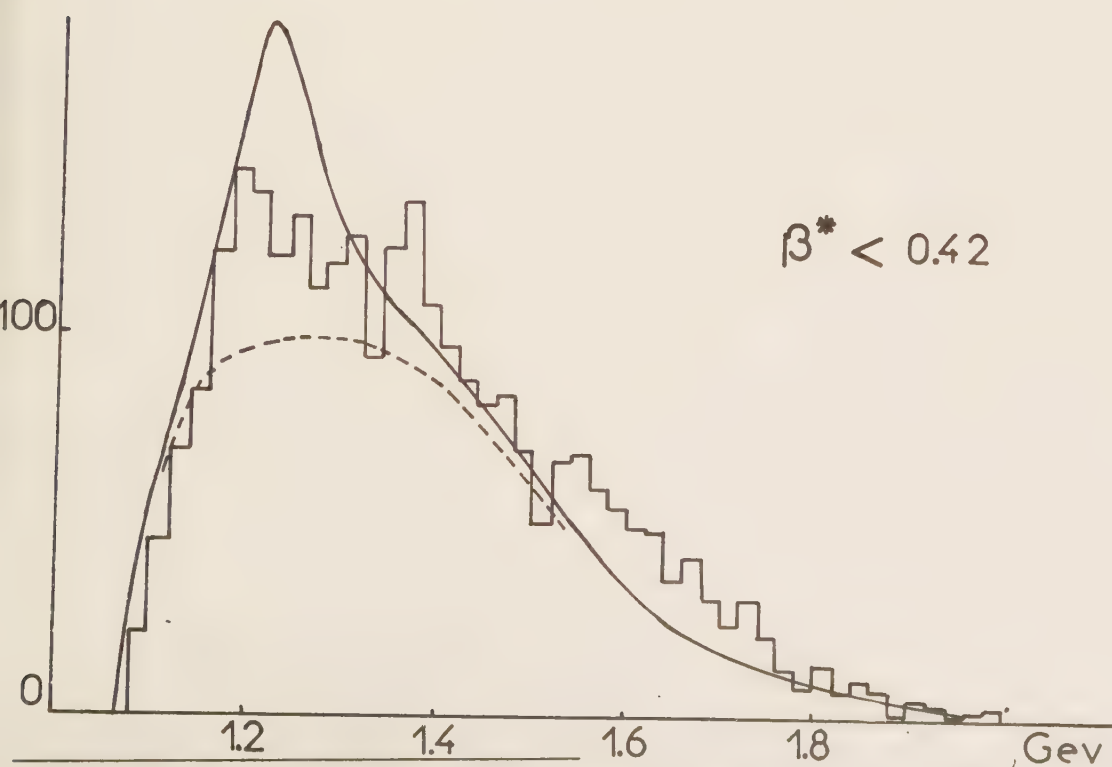
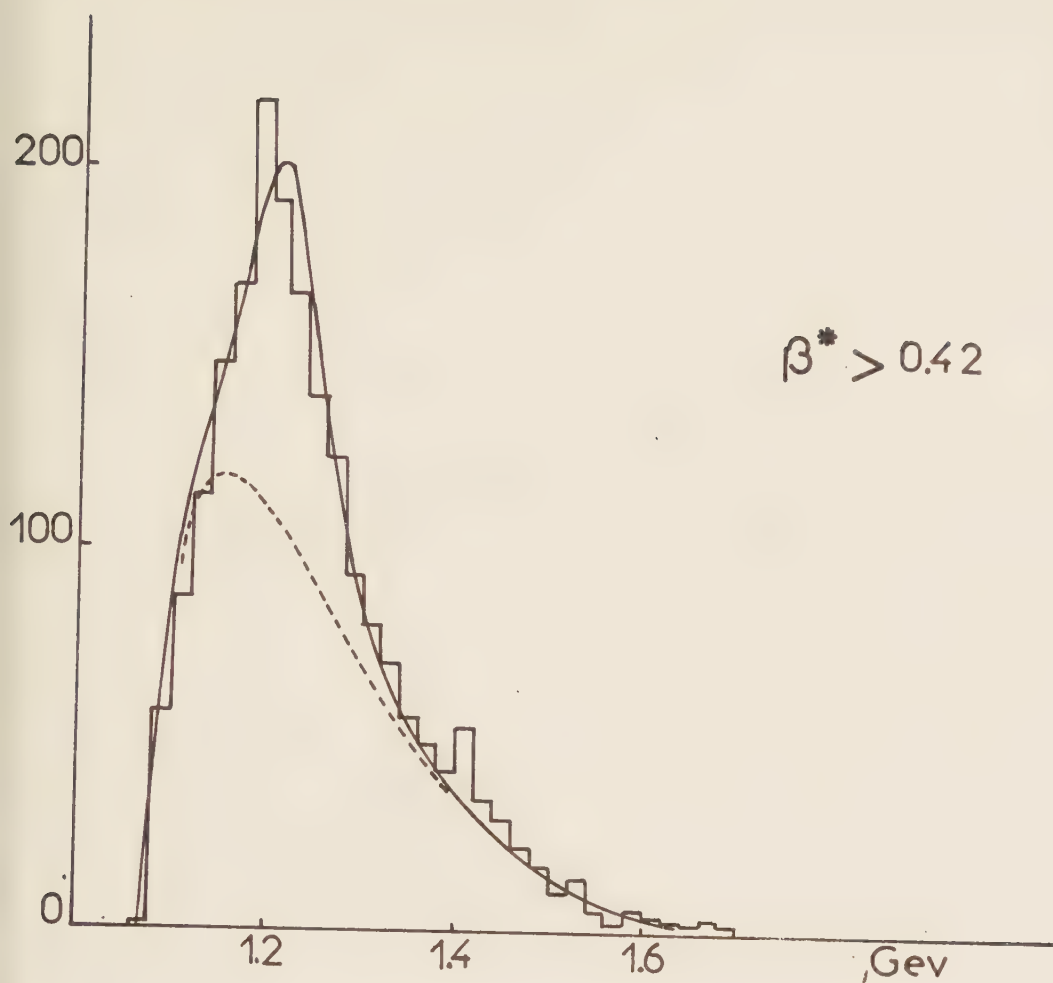


Figure 45d - Comparaison des spectres de masse effective des combinaisons $\pi^+ p$ de haute et basse vitesse dans le centre de masse de l'interaction (canal B): cf. sections 4.54 et 4.55.

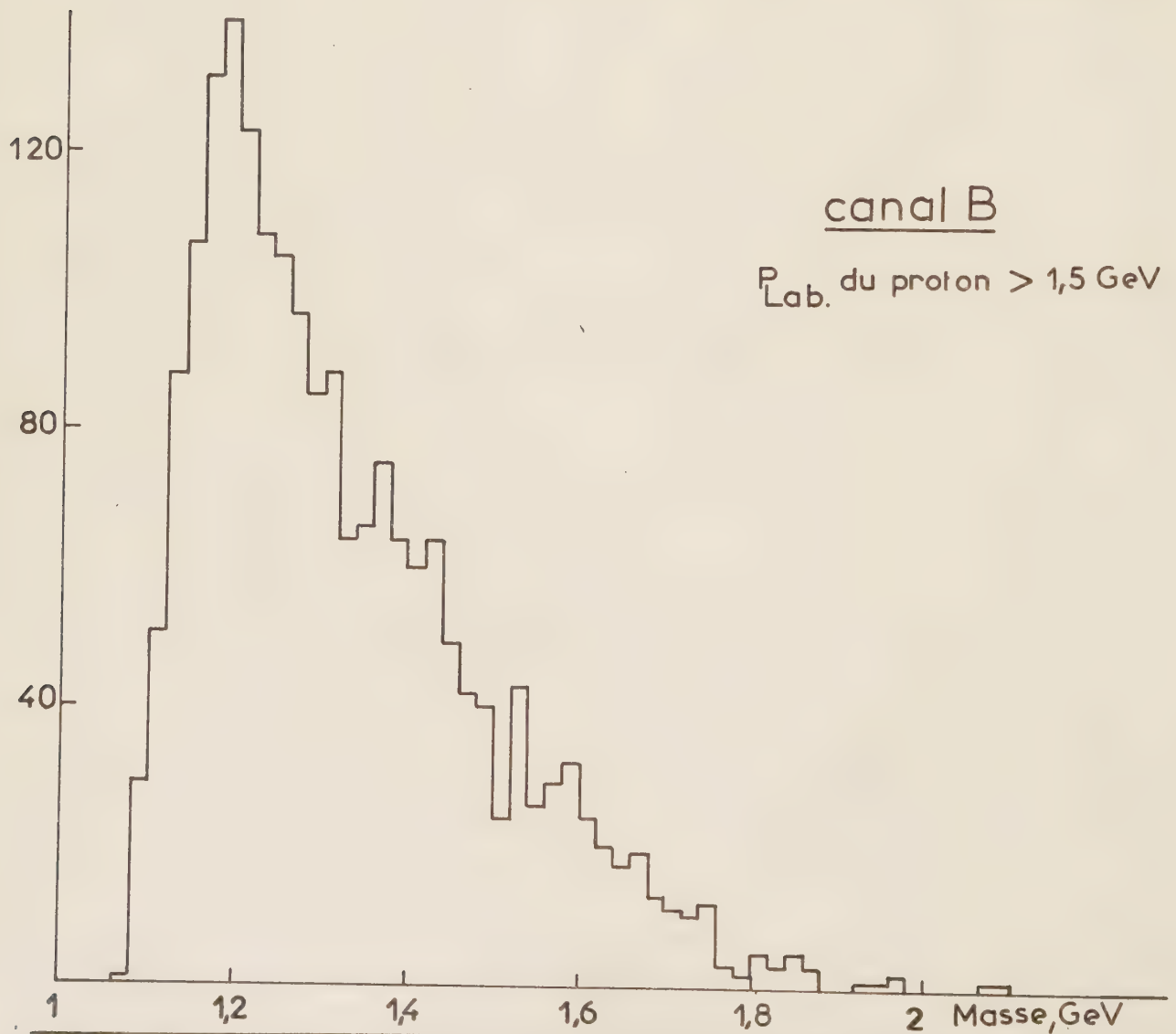


Figure 45e - Spectres de masse effectives π^+p pour les combinaisons π^+p des canaux A et B présentant un proton rapide dans le laboratoire ($p_{\text{lab}} > 1,5 \text{ GeV/c}$).

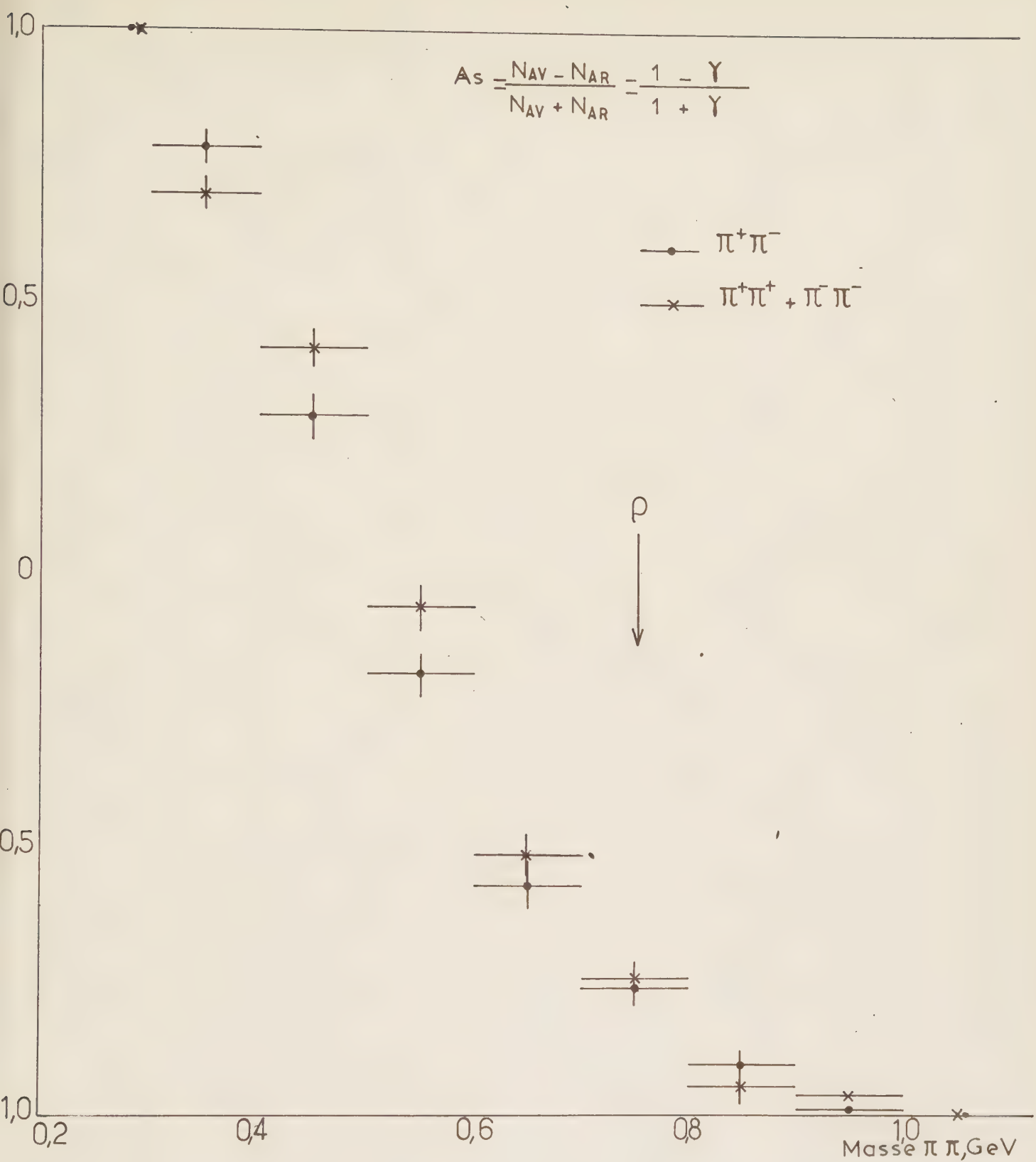


Figure 45f - Comparaison des paramètres d'ouverture angulaire (cf Table III-3) des paires $\pi^+\pi^-$ d'une part et des paires $\pi^+\pi^+$ ou $\pi^-\pi^-$ d'autre part, en fonction de la masse effective des systèmes $\pi\pi$.

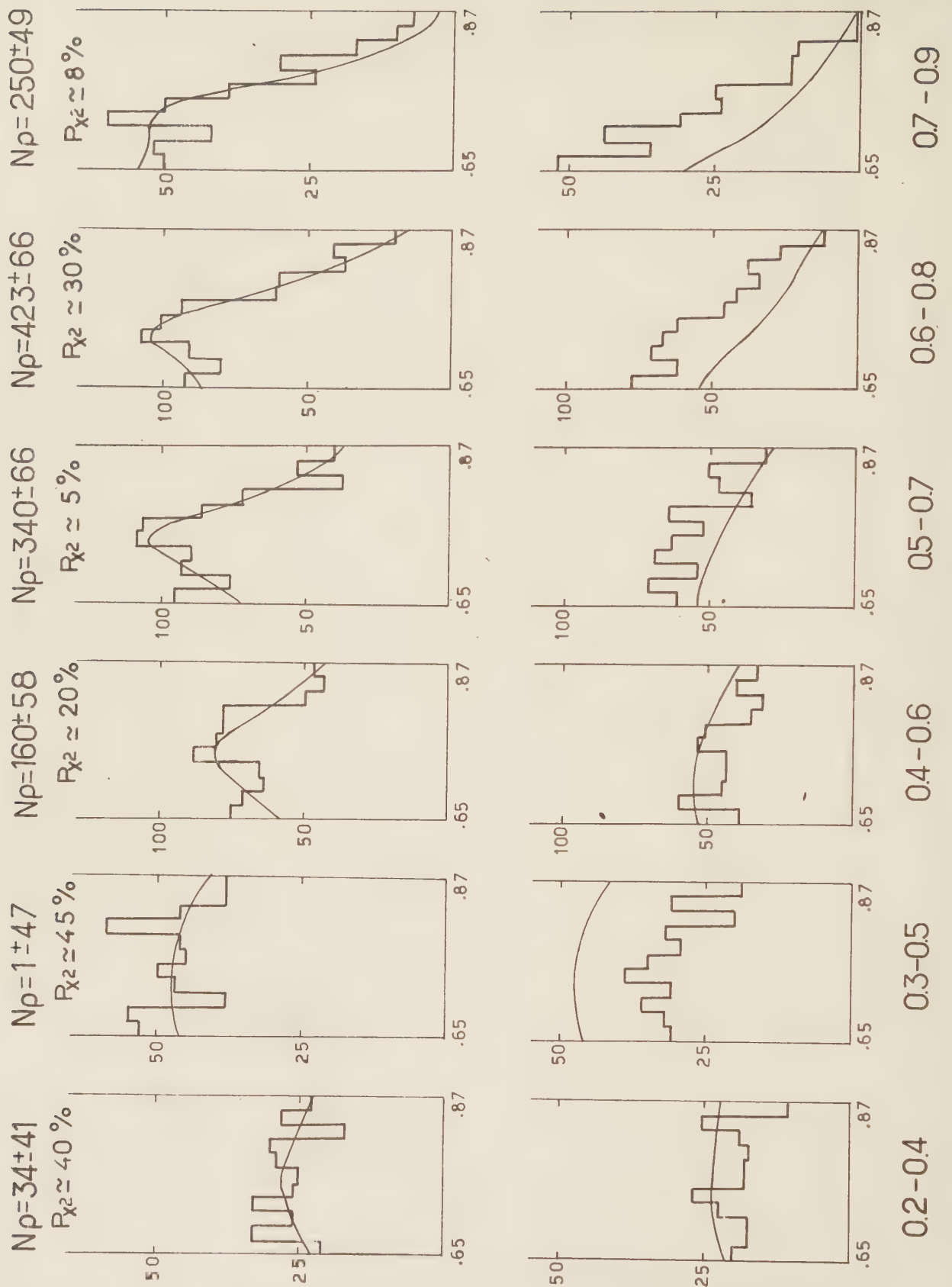


Figure 45g - Ajustement des spectres de masse partiels $\pi^+\pi^-$ dans la région du ρ^0 et pour divers intervalles de vitesse des systèmes $\pi\pi$ dans le centre de masse de l'interaction. La quantité de ρ^0 est ajustée (cf section 4.57) et la largeur de la résonance est fixée à 120 MeV.

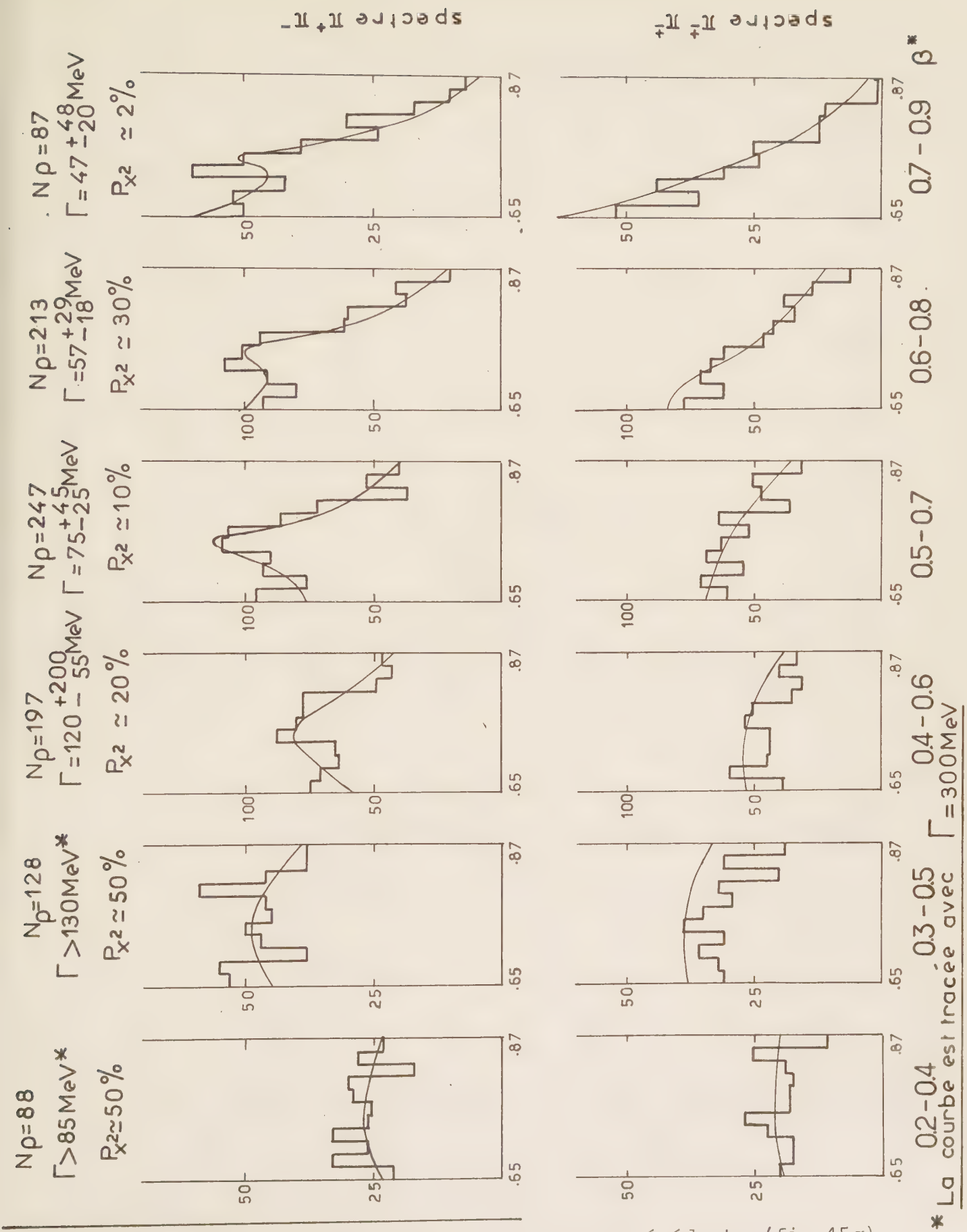


Figure 45h - Ajustement des spectres de masse précédents (fig 45g). La quantité de ρ est fixée par l'hypothèse d'un taux de production total de 63% et d'une répartition statistique en vitesse; la largeur

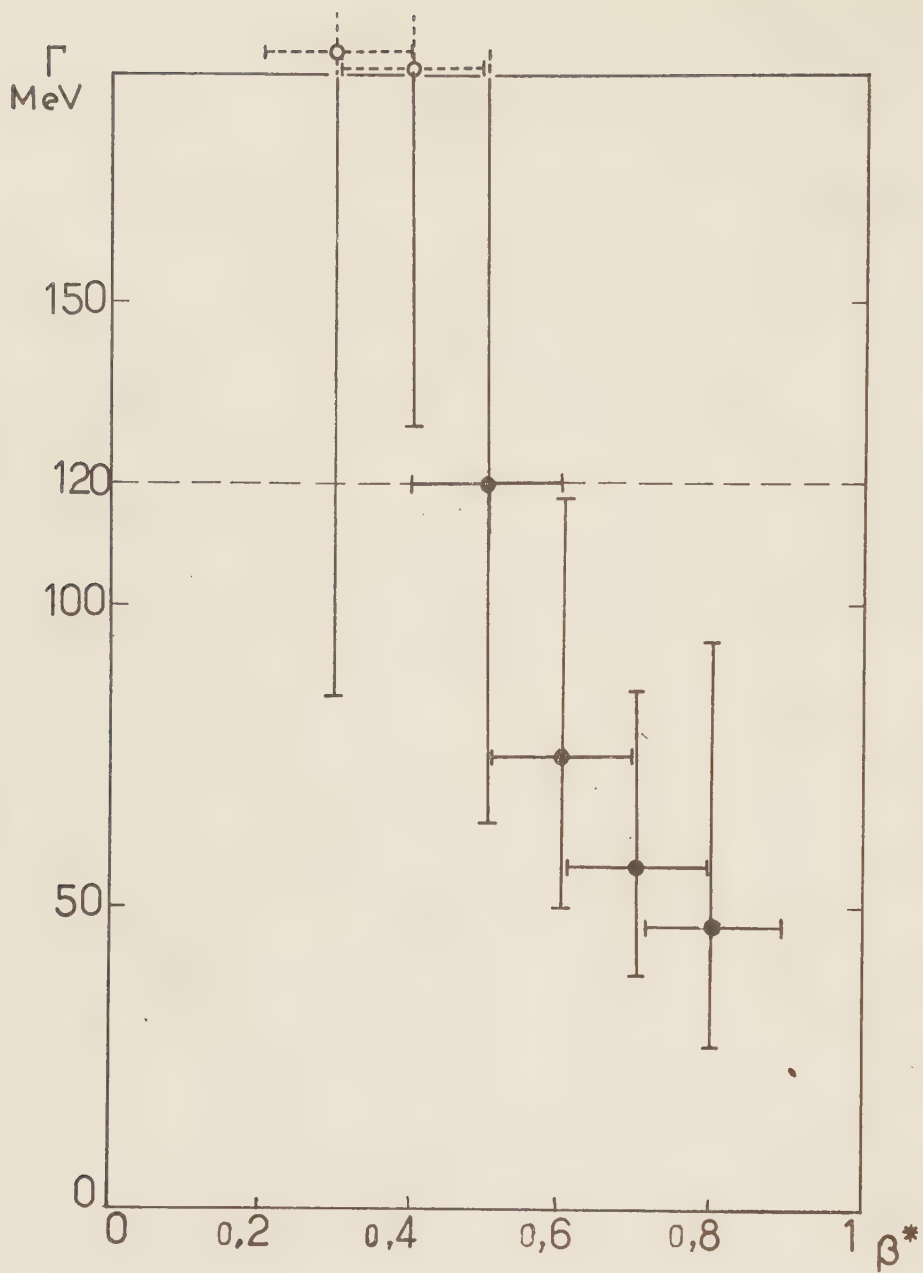
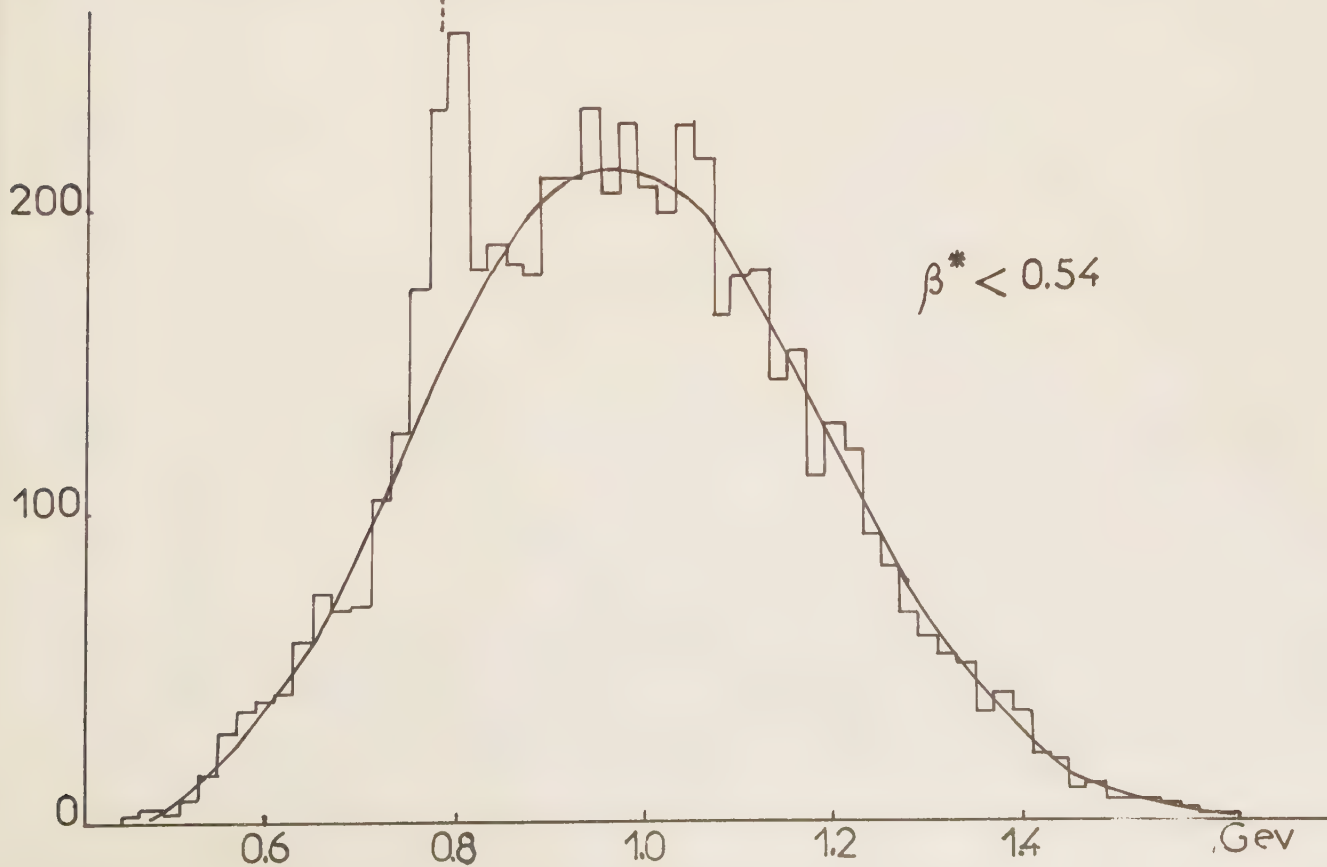
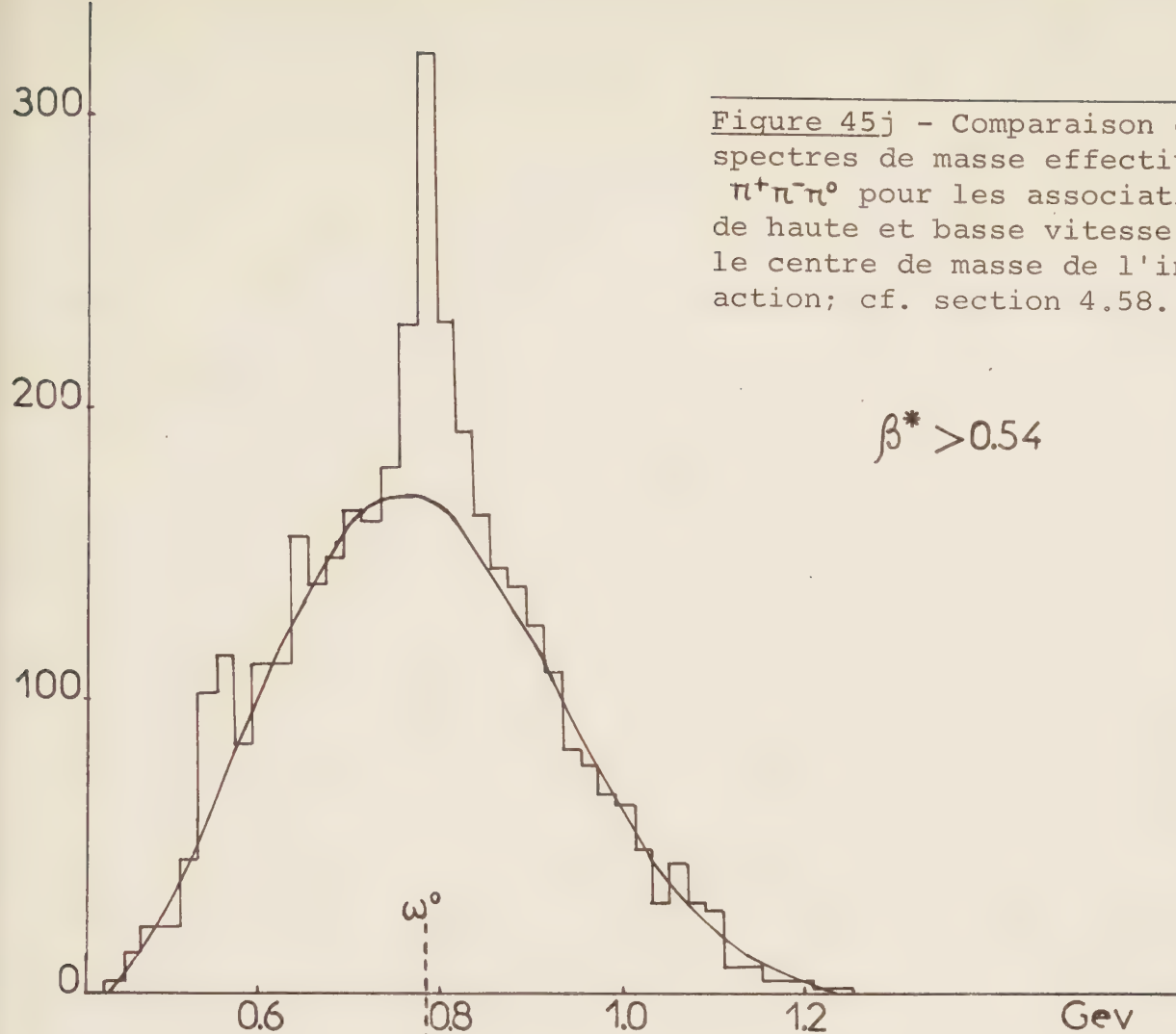


Figure 45i - Variation de la largeur du ρ^0 en fonction de la vitesse dans l'hypothèse précédente (fig 45h).

Figure 45j - Comparaison des spectres de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour les associations de haute et basse vitesse dans le centre de masse de l'interaction; cf. section 4.58.



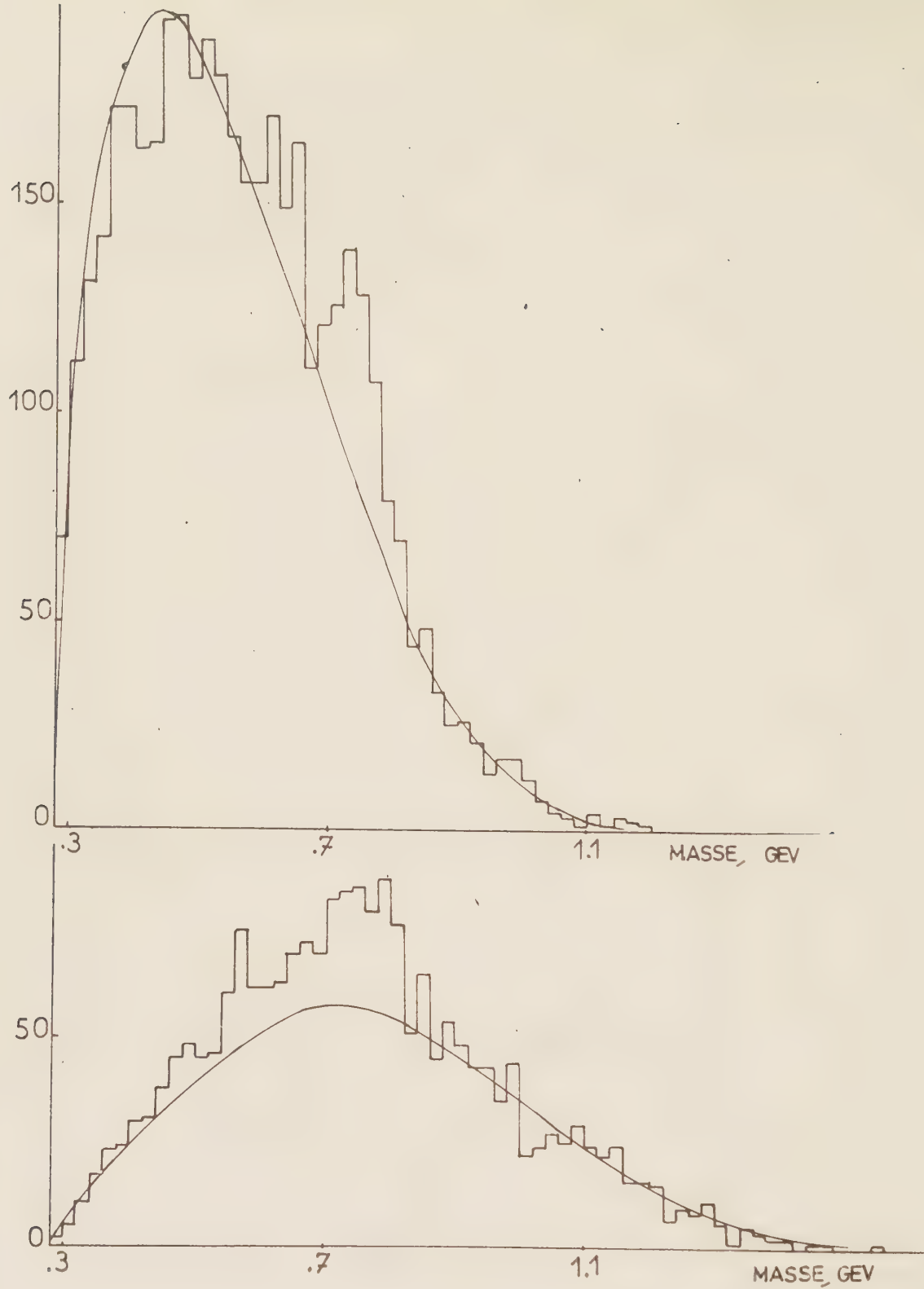


Figure 45k - Comparaison des spectres de masse effective $\pi^+\pi^-$ pour les associations de haute et basse vitesse dans le centre de masse de l'interaction (canal A); cf. section 4.58.

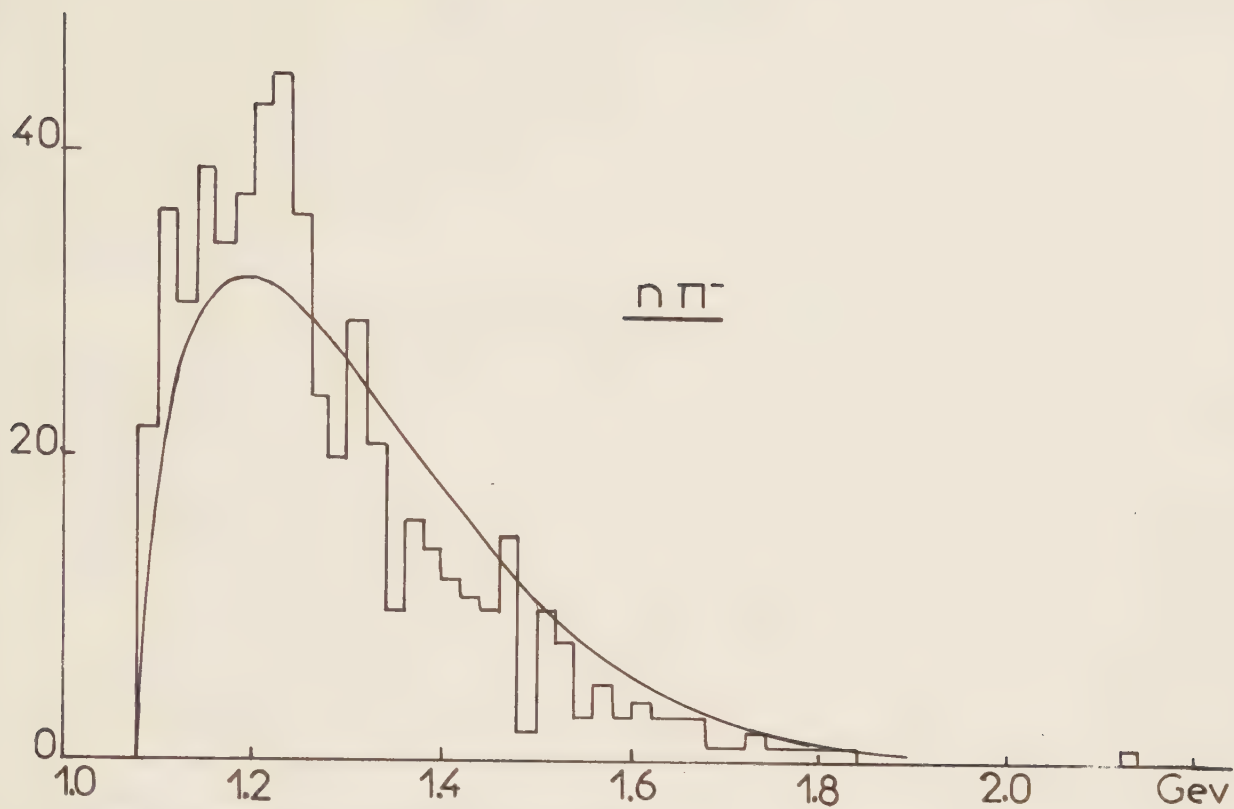


Figure 46a - Spectres de masse effective $n\pi^-$ et $n\pi^+$, observés dans le canal C et comparés aux prédictions de l'espace de phase statistique.

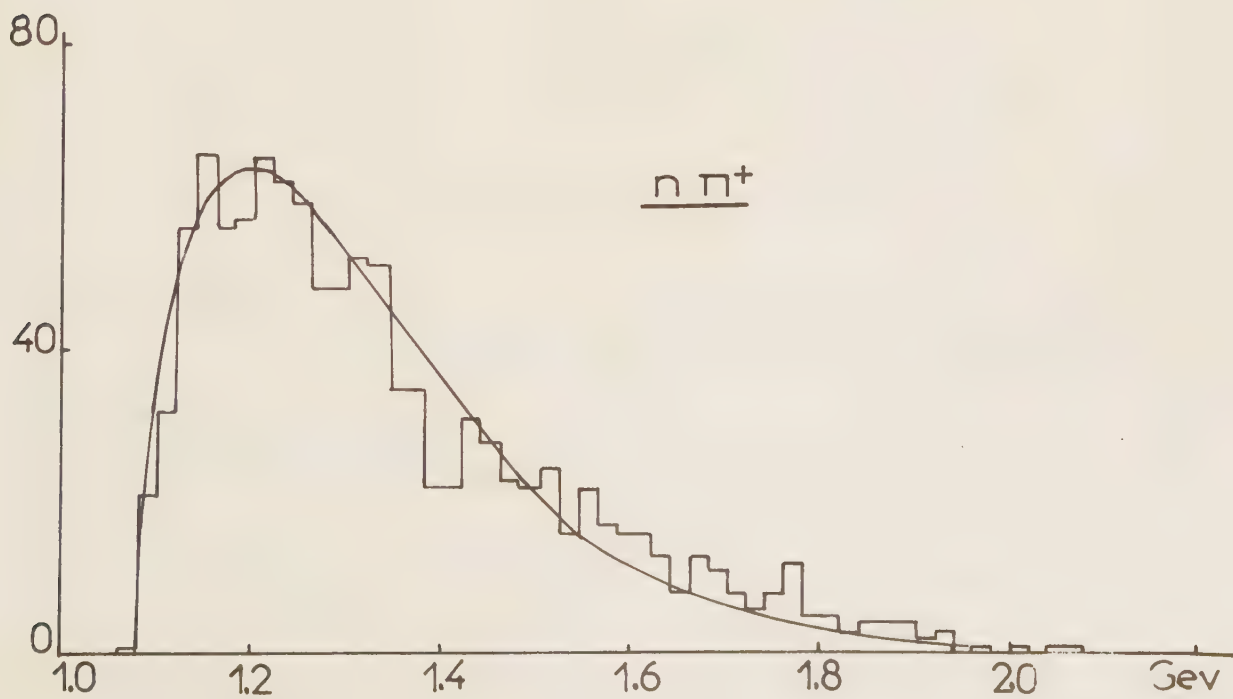




Figure 46b - Spectres de masse effective $p\pi^+$ et $p\pi^-$, observés dans le canal D.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	p.	1
<u>PREMIERE PARTIE</u>	p.	5
<u>LE DEVELOPPEMENT DE L'ANALYSE DES INTERAC-</u>		
<u>TIONS A HAUTE MULTIPLICITE : RESULTATS ACQUIS ET QUES-</u>		
<u>TIONS OUVERTES.</u>		
1-1 <u>INTRODUCTION</u>	p.	7
1-2 <u>LE MODELE STATISTIQUE</u>	p.	11
1.21 - Rappel sur le formalisme de la matrice S.	p.	11
1.22 - L'hypothèse statistique de FERMI	p.	14
1.23 - Répartition en multiplicité	p.	19
1.24 - Distributions d'impulsion	p.	21
1-3 <u>LES LIMITES DU MODELE DE FERMI</u>	p.	23
1.31 - L'élongation des distributions d'impulsion le long de l'axe des particules incidentes.	p.	23
1.32 - Limitation du moment transverse	p.	26
1.33 - Corrélations angulaires entre particules sortantes.	p.	28
1.34 - Production de résonances	p.	31
<u>DEUXIEME PARTIE</u>	p.	37
<u>L'EXPERIENCE DE π^+p DE 5 GEV/C CONDITIONS</u>		
<u>EXPERIMENTALES.</u>		
2.1- <u>ORIGINE ET JUSTIFICATION DE L'EXPERIENCE π^+p DE</u> <u>5 GEV/C.</u>	p.	39
2.11- Décision de l'expérience - La collaboration.	p.	39

2.2 - <u>LES CONDITIONS EXPERIMENTALES.</u>	p. 41
2.21 - Le synchrotron et le faisceau	p. 41
2.22 - La chambre nationale anglaise de 1,50m.	p. 44
2.23 - Le dépouillement et la mesure des photographies.	p. 46
2.24 - Les programmes THRESH et GRIND.	p. 48
2.25 - Le SUMX et l'analyse des données.	p. 53

TROISIEME PARTIE p. 55

L'EXPERIENCE π^+p DE 5 GEV/C : PARTICULES OBSERVEES DANS L'ETAT FINAL.

3.1 - <u>REACTIONS OBSERVEES ET SECTIONS EFFICACES CORRESPONDANTES.</u>	p. 57
3.2 - <u>ETUDE DES PARTICULES OBSERVEES DANS L'ETAT FINAL.</u>	p. 59
3.21 - Distributions d'impulsion : similitude avec le modèle de FERMI.	p. 59
3.22 - Distributions d'impulsion : écarts avec le modèle de FERMI.	p. 61
3.23 - Ambiguïté du terme "périphérisme"	p. 63
3.24 - Paramétrisation des distributions d'impulsion.	p. 65
3.25 - Recherche des corrélations angulaires entre paires de particules.	p. 67

QUATRIEME PARTIE

L'EXPERIENCE π^+p DE 5 GEV/C : RESONANCES p. 69

4.1 - <u>INTRODUCTION</u>	
4.11- Les interactions à haute multiplicité comme champ de recherche de résonances.	p. 71

4.12 - Les résonances comme outils pour l'investigation des phénomènes à haute multiplicité.	p. 73
4.2 - <u>PRODUCTION DE RESONANCES DANS LES CANAUX =</u> $\pi^+ P \longrightarrow P 3\pi^+ 2\pi^-$ et $\pi^+ P \longrightarrow P 3\pi^+ 2\pi^-\pi^0$	p. 75
4.21 - Introduction	p. 75
4.22 - La production de N^*	p. 76
4.23 - La production du ρ^0	p. 79
4.24 - La production de ω^0 . Le diagramme de Dalitz de la désintégration du ω^0 .	p. 80
4.25 - Productions associées	p. 82
a) production associée de $N^*\rho^0$	
b) production associée de N^*	
4.26 - Observation de $f^0 \longrightarrow 4\pi$	p. 86
4.27 - Observation du X^0	p. 87
4.28 - Observation du η^0	p. 88
4.3 - <u>LA DISTRIBUTION D'IMPULSION DES RESONANCES ET LA NATURE DES MECANISMES DE PRODUCTION.</u>	p. 89
4.31 - Dépendance angulaire de la production de résonances :	p. 89
a) le N^*	
b) le ρ^0	
c) le ω^0	
4.32 - Dépendance en transfert des résonances	p. 92
a) le N^*	
b) le ρ^0	
c) le ω^0	
4.4 - <u>RESONANCES : LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES PRODUITS DE DESINTEGRATION.</u>	p. 99

4.41 - La distribution angulaire de désintégration du N^*	p. 99
4.42 - La distribution angulaire de désintégration du ρ^0	p.103
4.43 - La distribution angulaire de désintégration du ω^0	p.106
4.5 - <u>RESONANCES : DISTORSION DU SPECTRE DE MASSE EN FONCTION DE LA VITESSE D'EMISSION (DANS LE CENTRE DE MASSE GLOBAL DE L'INTERACTION)</u>	p.107
4.51 - Introduction	p. 107
4.52 - Le spectre de vitesse des combinaisons $\pi^+ p$	p.110
4.53 - Choix d'une coupure en vitesse	p.111
4.54 - Ajustement du spectre de masse des systèmes $\pi^+ p$ de grande vitesse	p.113
4.55 - Le spectre de masse des systèmes $\pi^+ p$ de basse vitesse.	p.115
4.56 - Un biais possible	p.116
4.57 - Le comportement du ρ^0 en fonction de la vitesse	p.118
4.58 - Le comportement du ω^0 en fonction de la vitesse	p.122
4.59 - Implications possibles	p.124
4.6 - <u>LA PRODUCTION DE RESONANCES DANS LES CANAUX MINEURS</u>	p.129
4.61 - Le canal $n \rightarrow 4 \pi^+ 2 \pi^-$ (canal C)	p.129
4.62 - Les canaux $p \rightarrow 3 \pi^+ 2 \pi^- m \pi^0$ ($m > 1$) (canal D)	p.130
et $n \rightarrow 4 \pi^+ 2 \pi^- l \pi^0$ ($l \gg 1$) (canal E).	

CONCLUSION

p.131

TABLES ET FIGURES

REMERCIEMENTS

En premier lieu, j'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur L. LEPRINCE-RINGUET, pour avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, auquel il a insufflé dynamisme et esprit d'équipe, et pour ses précieux conseils aux moments décisifs de mon orientation.

Je voudrais aussi remercier Monsieur F. MULLER, qui a su, par la confiance qu'il m'a accordée, me stimuler dans mon travail, et dont les remarques judicieuses ont soutenu le développement de mes recherches.

Ce travail porte tout au long l'empreinte de Monsieur P. FLEURY. Sa critique bienveillante, et toujours avisée, et le souci du détail qu'il porte à tout ce qu'il entreprend ont été pour moi une école de rigueur dont j'espère avoir profité. Je suis heureux de pouvoir le remercier pour la cordialité dont il a toujours entouré nos rapports.

L'équipe que nous avons formée sous sa conduite avec Jean HUC, Gilles de ROSNY, Régis VANDERHAGHEN fut une équipe unie où les travaux de chacun profitaient à tous; je dois des remerciements particulièrement chaleureux à Régis VANDERHAGHEN pour avoir bien voulu se charger du démarrage de l'expérience, en un temps où d'autres travaux me retenaient. J'adresse également mes remerciements à Evelyne CIRBA et Juan SALAZAR pour leur activité dans les autres aspects de la présente expérience.

Sans eux je n'aurais pas pu me consacrer aussi entièrement à cette analyse.

Ce m'est un plaisir de remercier ici Madame J. BOUCHER et Mademoiselle F. POUPON; leur irremplaçable dévouement dans les tâches multiples de classement et d'analyse des clichés, de mise à jour des fichiers, de calcul numérique et enfin de dessin a accompagné la lente progression de l'expérience, et largement contribué à son succès.

Je dois bien sûr évoquer ici le gigantesque travail accompli par nos équipes de dépouillement et de mesure, et remercier en particulier Monsieur BIZEAU qui assure la directions de celles-ci avec Messieurs MERCEUR et SIMON.

Cette expérience fut analysée en collaboration avec les laboratoires de Physique des universités de BONN, DURHAM, NIMEGUE et TURIN. Sans leur concours ce travail n'aurait sans doute jamais été entrepris et n'aurait certainement pas été aussi fructueux. Ce m'est un plaisir d'évoquer la contribution particulière de Messieurs BOECKMANN et WERBROUCK, à qui cette étude doit une part importante de ses résultats originaux.

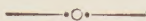
Une place toute particulière doit être réservée dans ces remerciements à ma femme, sans l'abnégation de laquelle jamais je n'aurais pu mener à bien ce travail, et qui a bien voulu relire les épreuves de ce texte.

Je désire remercier également Mademoiselle Brigitte VIGNEAUD qui, après avoir assuré la volumineuse correspondance avec nos collaborateurs, a dactylographié avec soin et élégance un manuscrit plein de pièges, ainsi que Monsieur

JADOT qui a assuré le tirage des clichés, et Monsieur JOLICLERC qui a réalisé les diapositives.

Nombreux sont ceux qui ont contribué à ce travail, et que je n'ai pas nommé, qu'ils veulent bien m'excuser et trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

DEUXIÈME THÈSE



Propositions données par la Faculté

Introduction à l'irréversibilité - (fondements des recherches
sur l'irréversibilité temporelle) -

Vu et approuvé

Paris, 23 juin 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'Imprimer

**Le Recteur de l'Académie
de Paris,**

Jean ROCHE

